



Modélisation des sursauts gamma et de leurs rémanences à l'ère des satellites Swift et Fermi

Romain Hascoët

► To cite this version:

Romain Hascoët. Modélisation des sursauts gamma et de leurs rémanences à l'ère des satellites Swift et Fermi. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Français. NNT : . tel-00903730

HAL Id: tel-00903730

<https://theses.hal.science/tel-00903730>

Submitted on 12 Nov 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité : Astronomie et Astrophysique
(École Doctorale ED 127)

Présentée par
Romain HASCOËT

pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

**Modélisation des sursauts gamma et de leurs rémanences
à l'ère des satellites *Swift* et *Fermi***

Thèse soutenue le 25 juin 2012 devant le jury composé de :

Patrick BOISSÉ	Président
Frédéric DAIGNE	Directeur de thèse
Robert MOCHKOVITCH	Directeur de thèse
Gilles HENRI	Rapporteur
Frédéric PIRON	Rapporteur
Elena ROSSI	Examineur
Bing ZHANG	Examineur

Remerciements

Les travaux présentés dans cette thèse de doctorat sont le fruit d'une étroite collaboration avec mes directeurs de thèse Frédéric Daigne et Robert Mochkovitch. Naturellement, une mention spéciale leur revient pour l'exceptionnelle qualité de leur encadrement, leur soutien inconditionné et leurs conseils toujours éclairés. Ce fut un grand plaisir de travailler ensemble pendant ces trois ans. J'espère que cette étroite collaboration se poursuivra durant de longues années.

Le bon développement de ces travaux s'explique aussi par le fait que l'IAP est un endroit où il est plaisant de travailler avec une administration qui fonctionne bien. Je tiens donc à remercier le directeur de l'institut, Laurent Vigroux, et tout le personnel administratif. Les chercheurs du groupe « Cosmologie et Astrophysique des Hautes Energies » auront également contribué à rendre ces trois ans agréables, et m'auront fait partager leur expérience. Je pense tout particulièrement à Elisabeth Vangioni et Patrick Boissé.

Je remercie Gilles Henri et Frédéric Piron qui ont accepté d'être rapporteurs de ma thèse de doctorat, Elena Rossi et Bing Zhang qui ont bien voulu être examinateurs, et Patrick Boissé qui a accepté de présider ma soutenance.

Je remercie la fondation « CFM » pour m'avoir offert une bourse de thèse qui m'aura permis de développer mes recherches dans des conditions matérielles confortables. Je remercie également l'école doctorale et les responsables du « M2R Astronomie, Astrophysique et Ingénierie Spatiale » pour leur confiance, m'ayant donné l'opportunité de postuler à cette bourse.

Enfin je remercie ma famille pour leur soutien permanent et leur enthousiasme spontané quant à mes aspirations professionnelles. Je n'oublie pas non plus mes amis, ceux de Brest, de Toulouse, de Stuttgart, de Paris et d'ailleurs... Une pensée particulière va aux autres doctorants de l'IAP et de l'Observatoire avec qui j'ai partagé cette aventure de trois ans.

Table des matières

I. Introduction	1
Les sursauts gamma : les plus puissantes explosions de l'Univers	1
1. Contexte général – contraintes observationnelles	3
1.1. Contexte	4
1.1.1. Que sont les sursauts gamma ?	4
1.1.2. Un cadre théorique général	4
1.1.3. Pourquoi étudier les sursauts gamma ?	5
1.1.4. Thèmes de recherche	6
1.2. Historique : de la découverte aux premières mesures de distance	6
1.2.1. La surprenante découverte des satellites <i>VELA</i>	6
1.2.2. Discussion sur l'échelle de distance des sursauts	7
1.2.3. <i>BeppoSAX</i> : premières détections de contreparties en optique.	11
1.3. L'ère actuelle : une approche multi-longueurs d'onde	15
1.3.1. Observations depuis l'espace.	15
1.3.2. L'émission gamma de haute énergie	16
1.3.3. Suivi multi-longueurs d'ondes – Chaîne instrumentale.	17
1.3.4. Vers une astronomie multi-messagers	17
1.4. Bilan des observations	19
1.4.1. Émission gamma	19
1.4.2. Émission rémanente.	22
1.4.3. Vers l'identification des galaxies hôtes et des progéniteurs.	24
1.4.4. Le taux de sursauts	29
1.5. Principales contraintes observationnelles : implications théoriques	31
1.5.1. Principales contraintes observationnelles	31
1.5.2. Des évènements liés à la formation d'objets compacts.	31
1.5.3. Nécessité de vitesses ultra-relativistes – problème de compacité.	31
1.5.4. Forte suspicion de jet.	32
2. Discussion autour du scénario standard	35
2.1. Schéma global	36
2.2. Bilan énergétique global – efficacité	36
2.3. Moteur central - Ejection relativiste	40
2.3.1. Progéniteur	40
2.3.2. Problème de la pollution baryonique	40
2.3.3. Annihilation $\nu\bar{\nu}$	41
2.3.4. Médiation magnétique	41

2.4.	Accélération de l'écoulement – Rayon de transparence	42
2.4.1.	Rayon photosphérique	42
2.4.2.	Accélération thermique	43
2.4.3.	Accélération magnétique	43
2.5.	Émission <i>prompte</i>	45
2.5.1.	Contraction relativiste de l'information	45
2.5.2.	Chocs internes	45
2.5.3.	Reconnexion magnétique.	47
2.5.4.	Emission photosphérique	48
2.6.	Émission rémanente.	50
2.6.1.	L'environnement extérieur	50
2.6.2.	Dynamique du freinage	51
2.6.3.	Modèle du choc avant	52
2.6.4.	Modèle du choc en retour	53
2.7.	Les chocs non collisionnels : une physique complexe	53
3.	Un modèle global des différentes phases d'émission des sursauts gamma	57
3.1.	Dynamique des chocs internes : modèle à « couches solides »	58
3.1.1.	Différents référentiels	58
3.1.2.	Principe du modèle	59
3.1.3.	Calcul de l'évolution dynamique	60
3.1.4.	Exemple simple : correspondance entre le modèle et la situation physique . . .	61
3.1.5.	Suivi des ondes de choc	61
3.1.6.	Efficacité dynamique	62
3.2.	Freinage par le milieu extérieur	62
3.2.1.	Contexte physique	62
3.2.2.	Prise en compte du freinage dans le modèle à couches solides	62
3.2.3.	Exemple simple de simulation avec prise en compte du milieu extérieur	64
3.2.4.	Structure de milieu extérieur complexe	65
3.3.	Conditions physiques locales dans les régions choquées	66
3.3.1.	Facteur de Lorentz, masse volumique et densité d'énergie	66
3.3.2.	Redistribution de l'énergie dissipée	68
3.4.	Validité du modèle dynamique : avantages et limitations	69
3.4.1.	Validité du modèle dynamique	69
3.4.2.	Limitations sur l'estimation de la densité de matière	69
3.5.	Processus radiatifs dans le référentiel comobile	70
3.5.1.	Efficacité radiative	70
3.5.2.	Spectre phénoménologique	71
3.5.3.	Rayonnement synchrotron	71
3.5.4.	Diffusion Compton inverse	74
3.5.5.	Rayonnement thermique	75
3.5.6.	Annihilation $\gamma\gamma$	76
3.5.7.	Suivi des couches de fluide choqué pendant la rémanence	76
3.6.	Rayonnement observé : effets relativistes et géométrie	78
3.6.1.	Une région observable limitée pendant l'émission <i>prompte</i>	78
3.6.2.	Emission de haute latitude	79
3.6.3.	Prise en compte de la géométrie conique du jet	80
3.6.4.	Cas particulier de l'émission photosphérique	81

II. L'émission <i>prompte</i> : comprendre la physique du jet relativiste	83
4. Emission gamma à haute énergie : effets de l'annihilation $\gamma\gamma$	85
4.1. Contexte	86
4.2. Contrainte de compacité – un facteur de Lorentz minimum revu à la baisse	86
4.2.1. Formulation générale de $\tau_{\gamma\gamma}$	87
4.2.2. Une première approche simplifiée	88
4.2.3. Une nouvelle approche plus réaliste	89
4.2.4. Des contraintes sur Γ_{\min} revues à la baisse	90
4.3. Signatures observationnelles de l'annihilation $\gamma\gamma$	91
4.3.1. Rayonnement des paires produites et éventuelles cascades	91
4.3.2. Forme spectrale de la coupure $\gamma\gamma$	93
4.3.3. Une composante de haute énergie retardée à l'allumage	94
4.3.4. Suppression des courtes échelles de temps à haute énergie	95
4.4. Conclusions et perspectives	97
4.4.1. Synthèse des principaux résultats	97
4.4.2. Perspectives	97
4.5. Pub. I : Do Fermi LAT obs. imply very large Lorentz factors in GRB outflows ? . . .	98
5. Comprendre la diversité de l'émission <i>prompte</i> optique des sursauts.	121
5.1. Une riche diversité dans l'émission optique des sursauts	122
5.1.1. Une émission optique <i>prompte</i> difficile à détecter	122
5.1.2. Le premier scénario théorique considéré : le choc en retour	122
5.1.3. Variabilité – une origine interne ou externe ?	123
5.1.4. Intensité – des sursauts optiquement faibles et d'autres optiquement brillants .	123
5.2. Emission optique faible : la contrepartie optique de l'émission <i>prompte</i> gamma	124
5.2.1. Effet des cassures spectrales ν_c et ν_a	124
5.2.2. Exploration systématique de l'espace des paramètres des chocs internes	125
5.2.3. Propriétés temporelles comparées des émissions optique et gamma	125
5.2.4. Modélisation détaillée de GRB 041219A	126
5.3. Comment expliquer une émission optique brillante ?	129
5.3.1. Différentes interprétations déjà proposées	129
5.3.2. Signature de chocs internes peu violents dans un écoulement très variable . . .	130
5.4. Conclusion et perspectives	133
5.4.1. Synthèse des principaux résultats	133
5.4.2. Perspectives	133
5.5. Pub. II : A detailed spectral study of GRB 041219A and its host galaxy	133
5.6. Pub. III : GRB prompt optical emission from internal shocks	145
6. A la recherche de l'émission thermique	159
6.1. Où est l'émission thermique ?	160
6.1.1. Accélération thermique du jet : émission photosphérique brillante	160
6.1.2. Des détections marginales	160
6.1.3. Alternatives théoriques pour éviter une composante thermique brillante	163
6.2. Emission thermique d'un écoulement magnétisé	164
6.3. Discussion & conclusions	165
6.3.1. Contraintes sur le contenu thermique	165
6.3.2. Chocs internes : évolution temporelle de la composante photosphérique	167
6.3.3. Révision des pentes α pour la composante non thermique	167
6.4. Perspectives	168
6.5. Pub. IV : Modeling the prompt thermal emission in Gamma-Ray Bursts	168

7. La transition vers la rémanence	179
7.1. Phase de décroissance rapide en X : une contribution de haute latitude ?	180
7.1.1. Une émission d'origine interne	180
7.1.2. Une contribution de haute latitude ?	180
7.2. « émission de haute latitude » dans les différents modèles de dissipation dans le jet . .	180
7.2.1. Une contrainte forte sur le rayon d'émission	180
7.2.2. Chocs internes	182
7.2.3. Emission photosphérique	182
7.2.4. Reconnexion magnétique	184
7.3. Conclusion & Perspectives	184
7.4. Pub. V : Accounting for the XRT early steep decay in different GRB models	185
 III. La rémanence : comprendre la décélération du jet par le milieu extérieur	 191
8. L'origine physique de la rémanence : le modèle alternatif du choc en retour	193
8.1. Modèle du choc en retour : principe et motivations	194
8.2. Un choc en retour de longue durée	194
8.3. Un choc avant radiativement inefficace ?	194
8.3.1. Deux chocs de nature bien différente	194
8.3.2. Un choc en retour prédominant – contraintes sur la microphysique	195
8.4. Conclusion	196
9. Diversité phénoménologique de la rémanence précoce – choc avant ou choc en retour	197
9.1. Rémanence en X : la phase précoce de plateau	198
9.1.1. Par le choc avant	198
9.1.2. Par le choc en retour	199
9.2. Rémanence en X : comportements particuliers après le plateau	200
9.2.1. Impossibilité d'expliquer ces comportements avec le choc avant	201
9.2.2. Un comportement particulier du choc en retour ?	201
9.2.3. Une activité interne prolongée ?	203
9.3. Variabilité de la rémanence	205
9.4. Rémanence dans le domaine optique	205
9.4.1. Evolutions chromatiques de la rémanence	205
9.4.2. Transition entre l'émission <i>prompte</i> et la rémanence dans le domaine optique .	206
9.5. Conclusions et perspectives	209
10. Cas particuliers de sursauts – Comment éteindre et rallumer la rémanence ?	211
10.1. GRB 050421 – Comment éteindre la rémanence ?	212
10.1.1. Interprétation de GRB 050421 par le modèle du choc avant	212
10.1.2. Interprétation de GRB 050421 par le modèle du choc en retour	213
10.1.3. Autres possibilités	214
10.2. Pub. VI : Was the “naked burst” GRB 050421 really naked ?	214
10.3. GRB 080503 – Comment rallumer la rémanence ?	221
10.3.1. Hypothèses sur la structure de l'éjecta	221
10.3.2. Scénario du choc rafraîchi	221
10.3.3. Rencontre avec un grumeau de surdensité	223
10.4. Pub. VII : On the origin of the late rebrightening in GRB 080503	223
10.5. Conclusions & perspectives	231

11. Les <i>flares</i> – un lien entre l'émission <i>prompte</i> et la rémanence ?	233
11.1. Une activité tardive du moteur central ?	234
11.2. Les <i>flares</i> – le choc en retour traversant l'éjecta structuré par les chocs internes ? . . .	234
11.2.1. Surdensités de matière produites par les chocs internes	235
11.2.2. Une corrélation $t_{\text{obs}} - \Delta t_{\text{obs}}$ naturelle	236
11.2.3. Nécessité d'une émission anisotrope dans le référentiel comobile	236
11.2.4. Une corrélation entre la variabilité <i>prompte</i> et le nombre de <i>flares</i> ?	237
11.3. Conclusions & perspectives	239

Conclusions & perspectives	241
---------------------------------------	------------

Bibliographie	245
----------------------	------------

Annexes	i
A. Rayon photosphérique d'un écoulement relativiste	i
B. Rayon de décélération par le milieu extérieur	ii
C. Algorithme pour l'identification des ondes de choc	iii
D. Facteur de Lorentz γ_m des électrons distribués en loi de puissance	iv
E. Energie de coupure associée à l'auto-absorption synchrotron	v
F. Expression du flux émis par un <i>flash</i>	vi
F.1. Cas d'un <i>flash</i> sphérique	vi
F.2. Correction géométrique dans le cas d'un double jet conique	vii

Partie I.

Introduction

Les sursauts gamma : les plus puissantes explosions de l'Univers

Chapitre 1.

Contexte général – contraintes observationnelles

Sommaire

1.1. Contexte	4
1.1.1. Que sont les sursauts gamma ?	4
1.1.2. Un cadre théorique général	4
1.1.3. Pourquoi étudier les sursauts gamma ?	5
1.1.4. Thèmes de recherche	6
1.2. Historique : de la découverte aux premières mesures de distance	6
1.2.1. La surprenante découverte des satellites <i>VELA</i>	6
1.2.2. Discussion sur l'échelle de distance des sursauts	7
1.2.3. <i>BeppoSAX</i> : premières détections de contreparties en optique.	11
1.3. L'ère actuelle : une approche multi-longueurs d'onde	15
1.3.1. Observations depuis l'espace.	15
1.3.2. L'émission gamma de haute énergie	16
1.3.3. Suivi multi-longueurs d'ondes – Chaîne instrumentale.	17
1.3.4. Vers une astronomie multi-messagers	17
1.4. Bilan des observations	19
1.4.1. Émission gamma	19
1.4.2. Émission rémanente.	22
1.4.3. Vers l'identification des galaxies hôtes et des progéniteurs.	24
1.4.4. Le taux de sursauts	29
1.5. Principales contraintes observationnelles : implications théoriques	31
1.5.1. Principales contraintes observationnelles	31
1.5.2. Des événements liés à la formation d'objets compacts.	31
1.5.3. Nécessité de vitesses ultra-relativistes – problème de compacité.	31
1.5.4. Forte suspicion de jet.	32

1.1. Contexte

1.1.1. Que sont les sursauts gamma ?

Les sursauts gamma sont des phénomènes astrophysiques découverts vers la fin des années 60 par les satellites militaires américains *VELA*, dans le cadre d'un programme de veille sur d'éventuels essais nucléaires atmosphériques clandestins. Les sursauts se présentent sous la forme de bouffées de rayonnement gamma (voir un exemple de sursaut en figure 1.1). Ce sont des événements très brefs qui peuvent être subdivisés en deux catégories selon leur durée : les sursauts « courts » et les sursauts « longs » qui ont respectivement des durées typiques de 100 ms et 10 s. Au cours d'un sursaut, l'énergie libérée sous forme de rayonnement gamma est colossale, atteignant typiquement 10^{44} J (équivalant à l'énergie rayonnée par notre Soleil pendant 10 milliards d'années). Plusieurs indices observationnels indiquent que les sursauts sont des événements explosifs liés à la mort de certaines étoiles (plus massives que notre Soleil), ayant lieu dans des galaxies lointaines.

Le sursaut gamma proprement dit est suivi d'une émission rémanente (voir une image de rémanence en figure 1.1), détectée dans le domaine des rayons X, de la lumière visible et des ondes radio. Cette rémanence décroît rapidement et s'éteint au bout de quelques jours dans le domaine X, mais peut se prolonger jusqu'à plusieurs années dans le domaine radio. C'est grâce à la rémanence que l'on peut évaluer la distance du sursaut. En effet l'analyse spectroscopique réalisée durant cette phase permet de mesurer le décalage vers le rouge, dû à l'expansion de l'univers. A l'échelle d'une galaxie les sursauts sont des événements rares mais leur très grande luminosité permet de les détecter de très loin, plusieurs milliards d'années-lumière. Le volume utile correspondant englobe ainsi un très grand nombre de galaxies et le taux de sursaut apparent est d'à peu près 1 par jour. Les sursauts font partie des objets astronomiques connus les plus lointains avec un record de décalage spectral vers le rouge (*redshift* en anglais) $z=8.2$: soit un âge d'Univers de 630 millions d'années après le *Big Bang*, à comparer avec ses 13.7 milliards d'années actuels.

Les sursauts étant des phénomènes très brefs, leur observation met en oeuvre une chaîne instrumentale complexe. Les rayons gamma étant arrêtés par l'atmosphère terrestre, la détection directe d'un sursaut ne peut se faire que depuis l'espace grâce à un télescope gamma à grand champ de vision (citons par exemple les satellites *Swift* et *Fermi*). Une estimation de la position dans le ciel de l'événement est ensuite rapidement (en quelques dizaines de secondes) transmise à la communauté scientifique pour déclencher au plus vite un suivi multi-longueurs d'onde (du domaine des rayons X jusqu'aux ondes radio). Des télescopes dédiés, dans le domaine X (tel que le détecteur XRT à bord du satellite *Swift*) et le domaine visible (petits télescopes automatisés au sol, tel le télescope français *TAROT*) se réorientent rapidement (parfois en moins d'une minute) pour commencer la recherche d'une rémanence. En cas de détection, une estimation plus précise de la position peut être obtenue puis communiquée aux grands télescopes généralistes à plus petit champ de vision (tels que le *Hubble Space Telescope* ou le *VLT* au Chili) qui peuvent alors réaliser un spectre, et ainsi mesurer le décalage vers le rouge et estimer la distance.

1.1.2. Un cadre théorique général

Bien que les sursauts aient été découverts en 1967, la première mesure de distance (permettant d'estimer l'énergie totale rayonnée) n'a eu lieu qu'en 1997, après la découverte des rémanences. La confirmation de leur origine cosmologique a alors suscité un regain d'intérêt pour ces phénomènes qui devenaient les explosions les plus violentes connues dans l'Univers. Dans les années qui ont suivi, la majorité de la communauté scientifique s'est rapidement accordée sur un scénario théorique général (e.g. *Piran 1999*). Ce scénario associe les sursauts gamma à des jets de matière ultra-relativiste (facteur de Lorentz supérieur à 100, soit une vitesse au-delà de 99.995 % de celle de la lumière), éjectés depuis l'environnement d'un trou noir nouvellement formé suite à un événement catastrophique tel que l'effondrement d'une étoile massive ou la coalescence de deux objets compacts (trou noir ou étoile à neutrons). Le rayonnement gamma serait issu d'ondes de choc se développant au sein du jet, tandis que la rémanence serait associée au freinage du jet par le milieu environnant.

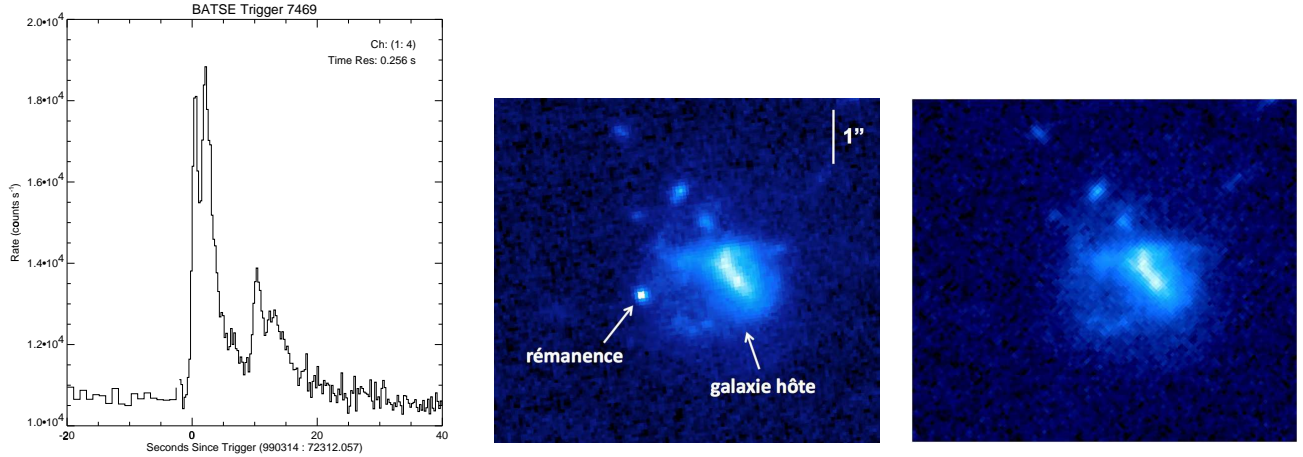


FIGURE 1.1.: *Gauche* : exemple de sursaut gamma (GRB 990314) détecté par le satellite *CGRO* – nombre de photons reçus par seconde en fonction du temps. [origine : <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/lightcurve/>] *Milieu et droite* : exemple d’une rémanence de sursaut (GRB 050709) observée par le *Hubble Space Telescope*. La galaxie hôte du sursaut est également détectée. Après 35 jours (figure de droite), la rémanence s’est éteinte. [origine : Derek Fox/Penn State University (Fox et al. 2005)]

1.1.3. Pourquoi étudier les sursauts gamma ?

Le caractère extrême des sursauts gamma suscite un très grand intérêt au sein de la communauté de l’astrophysique des hautes énergies, et même au-delà. En effet :

- Les sursauts gamma représentent les explosions les plus violentes de l’Univers. Avant la confirmation de la distance lointaine de ces phénomènes, de telles puissances restaient difficilement envisageables. Il s’agit alors de développer un schéma global cohérent pour comprendre les mécanismes physiques responsables de ces événements extrêmes.
- Etant liés à la fin de vie de certaines étoiles massives, les sursauts pourraient nous permettre d’approfondir notre connaissance de l’évolution stellaire, l’une des briques élémentaires sur laquelle repose notre compréhension de l’Univers. Ils peuvent également être utilisés comme sondes de l’Univers très lointain (ou de manière équivalente de l’Univers jeune) et nous renseigner sur la nature de leurs galaxies hôtes à différentes époques (e.g. Wijers et al. 1998; Lamb & Reichart 2000; Savaglio 2006; Le Floch et al. 2006; Savaglio et al. 2009). Le sursaut le plus lointain actuellement connu a explosé lorsque l’Univers n’était âgé que de 630 millions d’années. Ceci nous laisse espérer que les sursauts puissent même être un moyen (indirect) de détecter les premières étoiles formées dans l’Univers (Mészáros & Rees 2010), enjeu important de la cosmologie.
- Ce sont également des laboratoires aux conditions physiques extrêmes (formation d’un trou noir, accélération de jets ultra-relativistes) qui peuvent être utilisés pour tester les lois fondamentales de la physique, comme par exemple l’invariance de Lorentz (en vérifiant si deux photons d’énergie différente se propagent à la même vitesse, e.g. Abdo et al. 2009b).
- Les sursauts sont également de très bons accélérateurs de particules. Il a même été proposé qu’ils soient la source des rayons cosmiques d’ultra haute énergie (e.g. Waxman 1995). L’accélération de protons ou de noyaux lourds à des énergies très élevées fait également des sursauts de potentiels sites d’émission de neutrinos de très haute énergie ($E_\nu \simeq 10^{14}$ eV, e.g. Waxman & Bahcall 1997); si les sursauts gamma sont bien la source des rayons cosmiques d’ultra-haute énergie ils pourraient même produire des neutrinos atteignant des énergies $E_\nu \simeq 10^{18}$ eV¹. Même si les sursauts n’accélèrent des protons que jusque $\simeq 10^{15} - 10^{16}$ eV, ils peuvent émettre des neutrinos dans la gamme d’énergie des détecteurs *Ice Cube*, *ANTARES*, etc.

1. Les neutrinos produits par interactions photo-hadroniques emportent quelques % de l’énergie du proton parent.

- Enfin les sursauts sont de très bons candidats comme sources d’ondes gravitationnelles (e.g. Kobayashi & Mészáros 2003; van Putten et al. 2004; Abadie et al. 2010b) – pas encore détectées de manière directe, mais dont l’existence est prédite par la théorie de la Relativité Générale, et confirmée de manière indirecte grâce au pulsar PSR B1913+16 (Hulse & Taylor 1975).

Pour l’étude de ces trois types de messagers non photoniques (rayons cosmiques d’ultra-haute énergie, neutrinos de très haute énergie et ondes gravitationnelles) de grands programmes expérimentaux ambitieux sont actuellement en cours de fonctionnement ou de développement.

1.1.4. Thèmes de recherche

L’étude des sursauts gamma est entrée dans une nouvelle ère depuis le lancement du satellite *Swift* en 2004 qui montre que la rémanence précoce est bien plus complexe qu’attendu par un modèle simple de décélération du jet par le milieu environnant, puis avec le lancement du satellite *Fermi* en 2008 qui a permis d’étendre la fenêtre spectrale vers les rayons gamma de plus haute énergie. En parallèle il y a un afflux continu de nouvelles données collectées par des télescopes au sol. Toutes ces nouvelles données permettent de tester plus précisément les idées théoriques. Dans ce cadre, mes travaux sont consacrés à deux principaux thèmes :

- Modélisation de l’émission gamma proprement dite : mes travaux, qui sont présentés en détails dans la partie II de cette thèse, tentent de proposer un schéma global et cohérent permettant d’expliquer les comportements observés pendant l’émission gamma proprement dite, sur une large gamme spectrale (du domaine visible à celui des rayons gamma de haute énergie, soit 10 ordres de grandeur en longueurs d’onde). Je tente également de préciser certaines contraintes sur les conditions physiques dans le jet ultra-relativiste. J’ai par exemple obtenu l’une des limites les plus précises sur le facteur de Lorentz minimal qu’il doit avoir, à partir des contraintes issues des observations du satellite *Fermi*.
- Modélisation de la rémanence : toujours en tentant de conserver un schéma global cohérent (notamment pour la phase de transition entre l’émission gamma et la rémanence), je discute dans la partie III la diversité phénoménologique observée dans la rémanence (et plus particulièrement la rémanence précoce). Je me place soit dans le cadre du modèle « standard » (i.e. le plus discuté par les spécialistes), mais aussi dans un cadre alternatif proposé par notre équipe (ce modèle novateur donne des prédictions intéressantes et offre notamment une plus grande flexibilité pour expliquer la diversité phénoménologique observée). Ceci me permet de comparer la capacité de chaque modèle à reproduire les observations.

1.2. Historique : de la découverte aux premières mesures de distance

Cette partie retrace l’histoire de l’étude des sursauts gamma (*Gamma-Ray Bursts*, *GRBs*, en anglais), de leur découverte publiée en 1973 à la première mesure de distance faite en 1997. Cette période pionnière s’achève avec la première preuve observationnelle irréfutable de la distance cosmologique (≈ 1 Gpc) des sursauts. Cette étape importante allait remettre en question la plupart des modèles et susciter un regain d’intérêt pour ces sources aux conditions extrêmes. Dans ce bref résumé seules les missions ayant permis les avancées les plus décisives seront évoquées. Pour un historique plus exhaustif, le lecteur pourra se référer à l’ouvrage très complet de Vedrenne & Atteia (2009).

1.2.1. La surprenante découverte des satellites *VELA*

La découverte des sursauts gamma s’est faite dans le cadre d’un projet à vocation non astrophysique : le programme américain de veille militaire *VELA*². Le but de cette mission était de contrôler la mise en application du *traité d’interdiction partielle des essais nucléaires*, signé le 5 août 1963 à Moscou. Ce traité intervient peu de temps après la crise de Cuba – début de la « détente » – et fut immédiatement

2. « *Vela* » signifie veille en Espagnol.

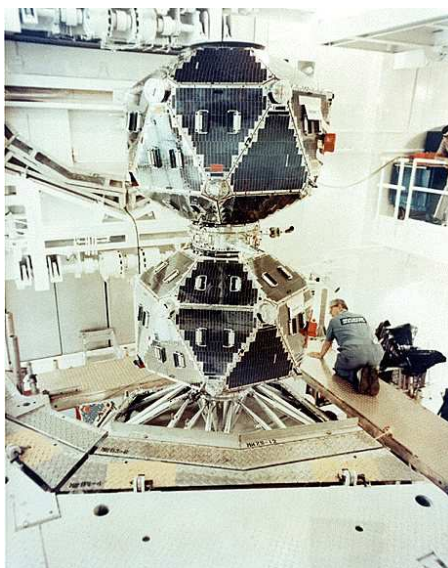


FIGURE 1.2.: Une paire de satellites *VELA* préparée en salle blanche. Les deux satellites seront séparés dans l'espace, au moment de leur mise en orbite. [origine : <http://heasarc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/vela5a.html>]

ratifié par les États-Unis, l'URSS et le Royaume-Uni. Il prévoyait l'interdiction de tout essai nucléaire dans l'atmosphère, dans l'espace ou sous l'eau – seuls les essais sous-terrains restaient autorisés. Le dispositif expérimental de *VELA* reposait sur une constellation de satellites (12 au total) équipés de détecteurs X et gamma, la première paire (voir Fig. 1.2) ayant été lancée le 17 octobre 1963. Le réseau ainsi formé permettait une couverture complète de l'environnement terrestre (aussi bien vers la Terre que vers l'espace), mais surtout rendait possible la localisation d'un événement. En effet, le temps d'arrivée des photons au niveau des différents satellites, espacés les uns des autres par des dizaines de milliers de kilomètres, permettait de contraindre la direction de la source par méthode de triangulation (précision de l'ordre de la dizaine de degrés).

Les données étant toujours classifiées, on ne se sait pas si *VELA* a effectivement détecté des essais nucléaires – la France n'avait pas signé le traité et poursuivait ses campagnes d'essais atmosphériques, au Sahara, puis en Polynésie jusqu'en 1974. Mais le 2 juillet 1967, un *flash* intense et très bref (quelques secondes) de photons gamma est détecté en provenance de l'espace, sans aucune similitude avec la signature attendue d'un essai nucléaire (la courbe de lumière est représentée Fig. 1.3). D'autres événements semblables seront détectés par *VELA* (73 *flashes* sur environ 10 ans d'activité), confirmant l'origine naturelle de ces événements – appelés par la suite *gamma-ray bursts* ; sursauts gamma en français. Les localisations étaient également suffisamment précises pour pouvoir exclure toute origine terrestre, lunaire ou solaire. La découverte n'est annoncée qu'en 1973 par Ray Klebesadel et son équipe du laboratoire de Los Alamos, et publiée dans un article de l'*Astrophysical Journal* intitulé « *Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin* » (Klebesadel et al. 1973).

1.2.2. Discussion sur l'échelle de distance des sursauts

Une origine galactique semble l'hypothèse la plus raisonnable. La découverte des sursauts gamma, publiée en 1973, suscite rapidement l'intérêt de la communauté scientifique, avec le lancement d'autres satellites gamma (cette fois-ci, à vocation astrophysique), et une grande effervescence quant à l'interprétation théorique de ces phénomènes. Jusqu'en 1997, la distance des sursauts restait inconnue, ce qui donna lieu au développement de deux grandes familles de modèles : ceux qui plaçaient les sursauts au sein de notre galaxie et ceux qui les rejetaient à distance cosmologique. Jusqu'au début des années 1990, les modèles galactiques restaient les plus étudiés, car l'hypothèse d'une origine

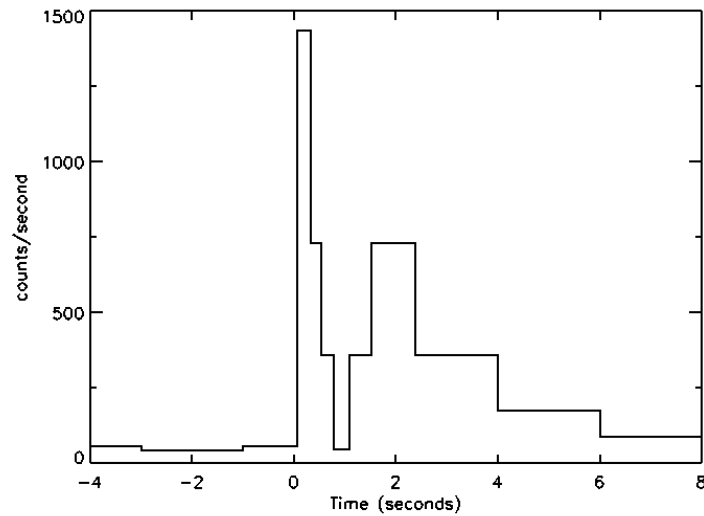


FIGURE 1.3.: **Courbe de lumière du premier sursaut gamma détecté par VELA.** Ce premier sursaut révèle déjà des propriétés importantes : l'émission est très brève (quelques secondes) et variable (dans ce cas, on peut clairement distinguer deux sous-structures sous forme de *pulses*). [origine : <http://apod.nasa.gov/htmltest/jbonnell/www/firstburst.gif>]

cosmologique impliquait une énergie totale rayonnée colossale³. La plupart des scénarios galactiques reposaient sur des phénomènes explosifs ayant lieu à la surface d'étoiles à neutrons, inspirés des modèles de sursauts X produits par des binaires accrétantes. Ce type de scénario était compatible avec les principales caractéristiques connues à cette époque : (i) une durée brève et des échelles de temps pouvant atteindre 10 ms, en accord avec la petite dimension de la source (ii) les flux observés, étaient bien reproduits par les distances et les énergies invoquées (iii) la détection de raies cyclotron dans le spectre de certains sursauts. Ce dernier point restait controversé mais semblait être clairement confirmé à la fin des années 80 par les résultats de la mission japonaise *Ginga*. L'interprétation des raies d'absorption détectées entre 10 et 100 keV comme une signature du processus cyclotron nécessitait des champs magnétiques de l'ordre de 10^{13} G, et représentait un argument fort en faveur d'événements ayant lieu à la surface d'étoiles à neutrons magnétisées.

Par contre, les différentes missions semblaient également indiquer que les sursauts se répartissaient de manière isotrope sur le ciel. Cette caractéristique plaidait plutôt en faveur des modèles cosmologiques, et conduit B. Paczynski à défendre l'idée d'une origine cosmologique, dès 1986. Cependant l'isotropie restait compatible avec les modèles galactiques, en supposant que seuls les sursauts produits par les étoiles à neutrons suffisamment proches – à une distance inférieure à l'épaisseur du disque galactique – pouvaient être détectés (voir Fig. 1.5).

CGRO-BATSE : la confirmation d'une distribution isotrope sur le ciel. C'est dans ce contexte que la NASA lança, en avril 1991, le satellite *CGRO* (*Compton Gamma Ray Observatory*), à bord de la navette américaine *Atlantis* (le satellite pesant 17 tonnes, voir la photo Fig. 1.4). Embarquée à bord de *CGRO*, il y avait l'expérience BATSE (*Burst and Transient Source Experiment*) dédiée à l'étude des sursauts gamma, et qui comprenait huit détecteurs identiques disposés aux sommets du

3. En supposant que l'émission est isotrope, l'hypothèse cosmologique impliquait des énergies rayonnées équivalentes à l'énergie cinétique d'une supernova. En effet pour une fluence typique de sursaut gamma, une origine galactique (à 10 kpc) impliquait une énergie rayonnée de l'ordre de 10^{41} erg, qui devenait 10^{51} erg pour une origine cosmologique (à 1 Gpc). On verra plus tard que l'émission d'un sursaut est vraisemblablement focalisée dans un angle solide Ω , le bilan énergétique étant alors réduit d'un facteur $\Omega/4\pi$.

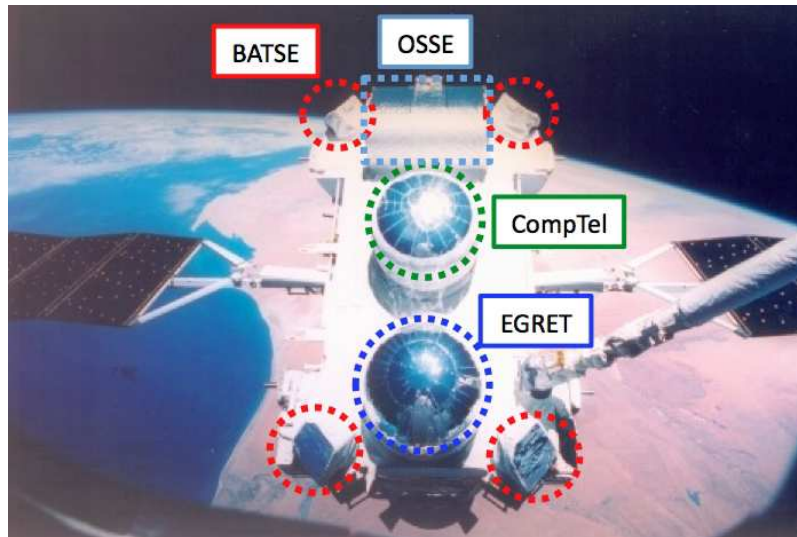


FIGURE 1.4.: **Le satellite *CGRO* et ses instruments.** La photo est prise depuis la navette spatiale américaine *Atlantis*, au moment de la mise en orbite. La plateforme a une longueur d'à peu près 7.5 mètres et l'emplacement des différents instruments est délimité par des pointillés de couleur. On peut notamment distinguer 4 capteurs de l'expérience BATSE (20 keV - 1 MeV), les 4 autres étant positionnés sur la face cachée du satellite. Le télescope EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*, 20 MeV - 30 GeV) donnait déjà des informations intéressantes sur l'émission à haute énergie des sursauts. Les détecteurs CompTel (*Imaging Compton Telescope*, 1 MeV - 30 MeV) et OSSE (*Oriented Scintillation Spectrometer Experiment*, 100 keV - 10 MeV) permettaient de couvrir des bandes spectrales intermédiaires.

satellite avec des orientations différentes – de sorte à obtenir une couverture totale du ciel. La méthode de localisation utilisée pour BATSE était différente de celle utilisée pour *VELA* : la direction de la source était estimée en combinant l'intensité des flux reçu au niveau des différents détecteurs – le flux reçu étant proportionnel au cosinus de l'angle entre la direction de la source et la normale du plan détecteur. La précision de localisation ainsi obtenue restait grossière et était au mieux de l'ordre du degré⁴. En revanche BATSE avait une sensibilité bien meilleure – 5 à 10 fois plus élevée – que les expériences précédentes, détectant à peu près un sursaut par jour (l'expérience fut opérationnelle pendant 9 ans). Si l'origine galactique des sursauts était avérée, on s'attendait donc à voir le plan galactique apparaître peu à peu comme une zone privilégiée dans la répartition spatiale des sursauts observés par BATSE. Au fil des premières années, le nombre de sursauts détectés augmentant, aucun écart à l'isotropie n'a pu être mise en évidence. De plus, la répartition en termes de flux gamma indiquait que la densité volumique de sursauts n'était pas uniforme mais diminuait avec la distance. Cette variation du taux de sursauts avec la distance était naturelle dans un cadre cosmologique, tandis qu'elle nécessitait des hypothèses supplémentaires dans un cadre galactique. Enfin, contrairement à de précédentes expériences, BATSE ne confirmait pas la détection de raies cyclotron dans le spectre des sursauts⁵.

4. Ce qui laissait une très grande boîte d'erreur et rendait très difficile la recherche d'une contre-partie dans d'autres domaines spectraux (du domaine X au domaine radio).

5. Les raies d'absorption entre 10 et 100 keV dans les données de *GINGA* n'étaient pas statistiquement très significatives et n'ont pas été confirmées par BATSE, plus sensible (voir la discussion générale proposée par Briggs 1999). Cet exemple rappelle la vertu que peut avoir la comparaison de mesures obtenues à partir d'instruments différents, limitant ainsi le risque de biais systématiques (qui sont, par définition, difficiles à caractériser).

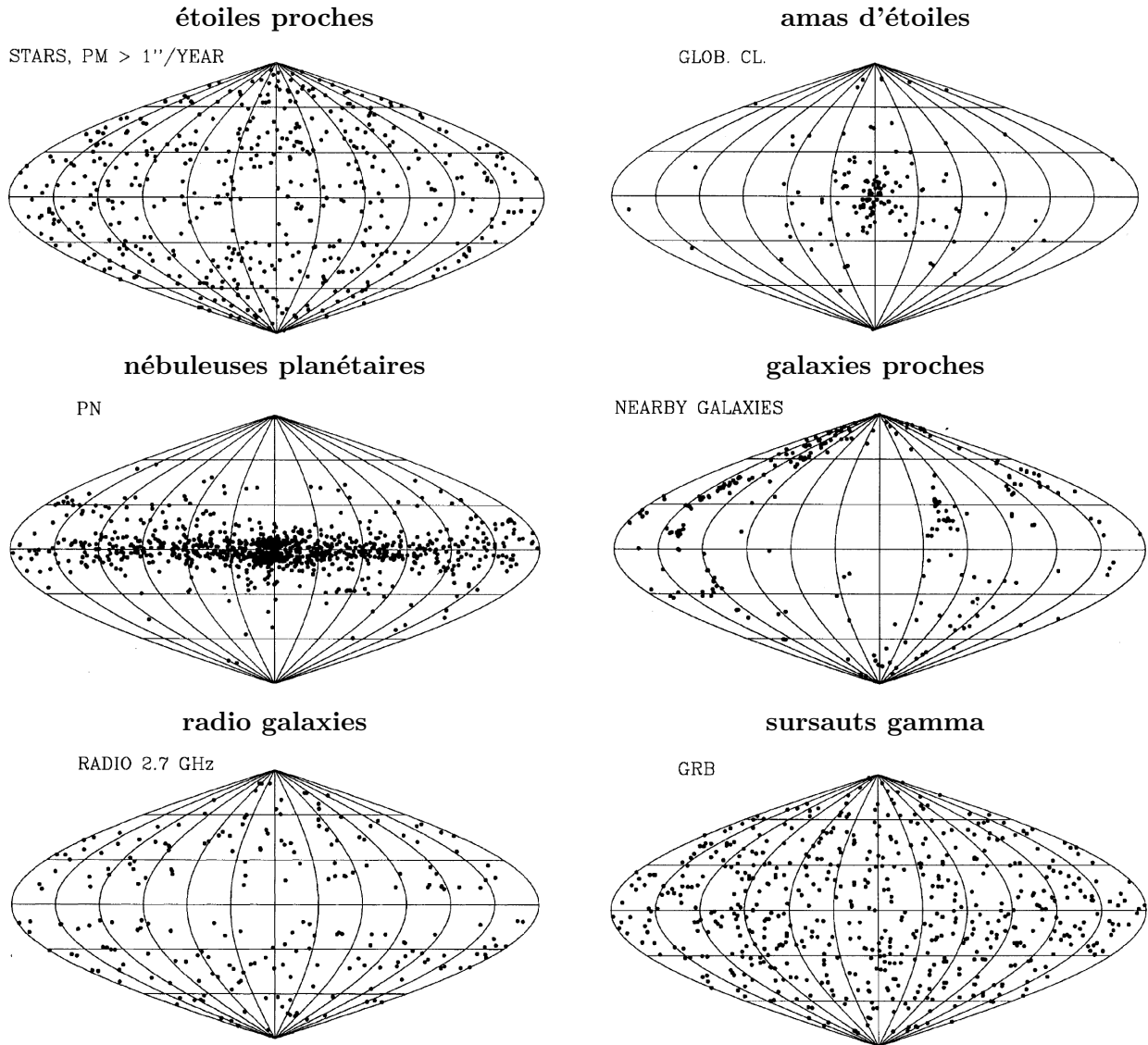


FIGURE 1.5.: **Distribution sur le ciel de différentes classes d'objets astrophysiques.** La distribution des étoiles suffisamment proches – ici les étoiles dont la vitesse de déplacement propre sur le ciel est supérieure à 1'' par an – est à peu près isotrope, ne faisant pas apparaître la structure du plan galactique. A l'autre extrême, la distribution des radio galaxies est également isotrope, ces sources étant intégrées sur un volume suffisamment grand pour que l'isotropie de l'Univers se manifeste (l'absence de points au niveau de l'équateur est simplement due à une densité élevée de sources galactiques, augmentant le risque de confusion). La distribution de ces deux classes d'objets était donc compatibles avec celle des sursauts gamma observés par BATSE. A l'inverse, la distribution des nébuleuses planétaires dessine clairement le plan galactique, celle des amas globulaires (répartis dans le halo galactique) se concentre en direction du centre galactique, tandis que les galaxies proches font apparaître les grandes structures locales. [origine : Paczynski (1995)]

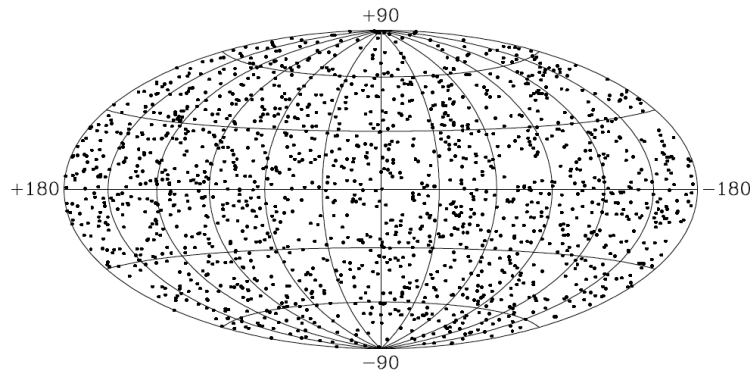


FIGURE 1.6.: **Distribution sur le ciel des sursauts BATSE.** [origine : Paciesas et al. (1999)]

Organisation d'un grand débat. En 1994, un « grand débat » sur « l'échelle de distance des sursauts gamma », fut organisé dans le même esprit que celui de 1920 sur « l'échelle de l'Univers » qui avait opposé H. Shapley et H. D. Curtis. Cette fois, les protagonistes étaient B. Paczynski et D. Lamb défendant respectivement les thèses cosmologique et galactique. Malgré la « disparition » des raies cyclotron et la confirmation d'une distribution isotrope par BATSE, un vote à l'issue du débat montrait qu'une origine galactique restait l'interprétation la plus populaire. Pour s'accommoder de l'absence de moment dipolaire – qui aurait dû apparaître en raison de la position excentrée du système solaire dans la Voie Lactée – dans la distribution spatiale des sursauts, il devenait alors nécessaire d'invoquer une population parente d'étoiles à neutrons se répartissant dans un super-halo galactique. A la fin de la mission BATSE, l'échantillon total des sursauts aurait nécessité une taille de super-halo si grande qu'il aurait englobé le Grand Nuage de Magellan ! Mais entretemps une autre mission spatiale avait permis de démontrer l'origine cosmologique des sursauts.

1.2.3. *BeppoSAX* : premières détections de contreparties en optique.

Jusqu'à présent les développements théoriques se basaient sur des observations obtenues uniquement dans le domaine gamma. La difficulté à localiser précisément et rapidement un sursaut gamma, compliquait grandement la détection d'hypothétiques contreparties à plus basse énergie – du domaine X au domaine radio.

Une localisation difficile. Une première méthode de localisation – d'abord utilisée par *VELA* – consistait à collecter les différentes données d'un même sursaut, observé par plusieurs satellites. Le décalage temporel dans la réception du signal permettait de contraindre la direction de la source par simple triangulation. Deux satellites permettent de restreindre le domaine admissible à un anneau sur le ciel. Un troisième satellite donne un second anneau, les positions possibles de la source étant alors restreintes à deux points (voir l'illustration Fig. 1.7). Enfin un quatrième satellite permet de lever toute dégénérescence, en éliminant l'un des deux points restants. Les différents satellites mis à contribution se regroupent au sein du programme *IPN* (*InterPlanetary Network*)⁶. Suivant la longueur des lignes de base reliant les satellites, cette stratégie peut fournir des localisations très précises (parfois de l'ordre de la seconde d'arc). Néanmoins elle a comme désavantage de ne pouvoir s'affranchir d'un long délai d'attente (le temps de collecter toutes données), délivrant une mesure, au mieux, quelques jours après la détection du sursaut.

Une seconde méthode de localisation – utilisée par BATSE – consistait à disposer plusieurs capteurs autour d'un même satellite, mais avec des orientations différentes. Le différentiel de flux reçu au niveau des différents détecteurs permettait alors de contraindre la direction de la source. Cette méthode est plus rapide, mais a une bien moindre précision, de l'ordre du degré. Une si grande boîte d'erreur rendait très difficile la recherche d'une contre-partie dans le domaine optique ou radio.

6. Actuellement les principaux satellites contribuant à l'*IPN* sont *Wind*, *Mars Odyssey*, *MESSENGER*, *INTEGRAL*, *RHESSI*, *Swift*, *Suzaku*, *Agile* et *Fermi*.

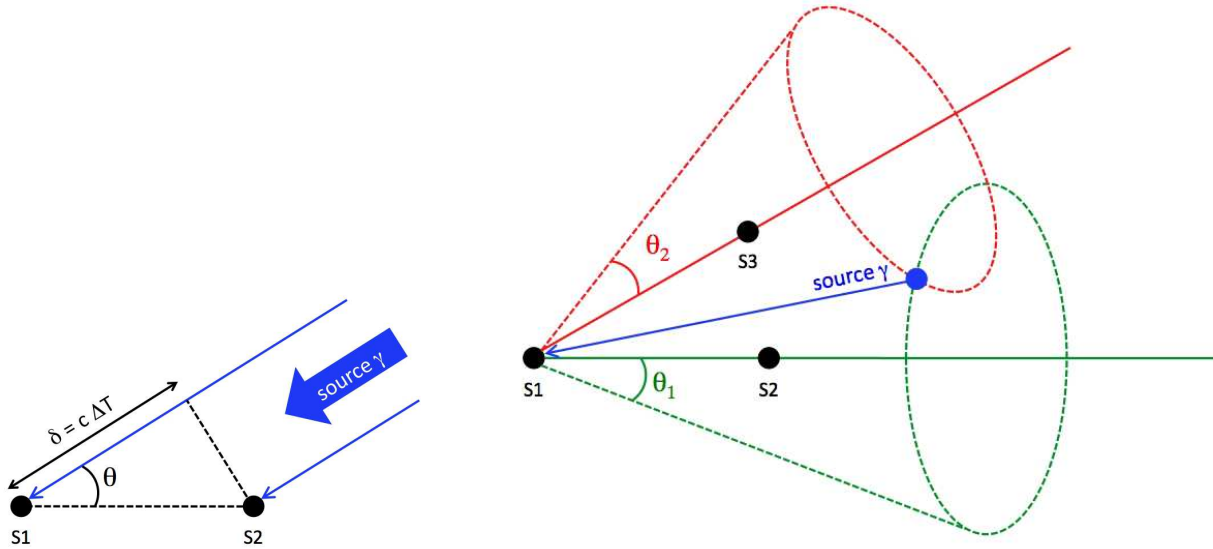


FIGURE 1.7.: **Méthode de triangulation pour localiser un sursaut gamma.** La figure de gauche illustre comment le décalage temporel Δt du signal reçu au niveau de deux satellites S1 et S2 permet de contraindre la direction θ de la source par rapport à l'axe (S1, S2) – correspondant à un cône dans l'espace, ou un anneau sur la sphère céleste. La figure de droite illustre comment 3 satellites permettent de restreindre à 2 points, les positions admissibles sur la sphère céleste.

La solution apportée par *BeppoSAX*. Le lancement du satellite Italien *BeppoSAX* (*Beppo* en référence au surnom du physicien Giuseppe Occhialini, et *SAX* pour *Satellite italiano per Astronomia X*) en avril 1996 permet d'apporter une solution à ce problème de localisation. Le succès de cette mission repose sur les qualités combinées de deux instruments, mises à profit par une procédure très réactive. Le premier instrument, le *GRB Monitor*, permettait, un peu à la manière de BATSE, de couvrir en permanence la quasi-totalité du ciel dans le domaine gamma (40-700 keV), mais avec une très mauvaise localisation. Le second instrument, deux caméras X (2-26 keV) à grand champ (*Wide Field Cameras*), permettaient d'obtenir une bien meilleure résolution spatiale grâce à un masque codé (voir Fig. 1.8 pour une illustration du principe de masque codé) placé à l'avant de l'ensemble collimateur + détecteur. Les caméras WFC avaient un champ de $40^\circ \times 40^\circ$ et avaient une probabilité d'à peu près 10% d'observer un sursaut détecté par le *GRB Monitor*. La présence de ce dernier était importante en tant que sentinelle pour donner l'alerte – les phénomènes transitoires étaient bien plus communs (100 fois plus fréquents qu'en gamma) dans le domaine X couvert par WFC. Il fallait donc vérifier, pour chaque alerte envoyée par le *GRB Monitor*, si une source, coïncidant temporellement, était également visible dans les données de WFC. Cette stratégie permettait d'obtenir la localisation d'un sursaut gamma, à la minute d'arc près, en l'espace de quelques heures. Soulignons qu'il n'y avait pas de procédure automatisée et que le succès reposait grandement sur la réactivité de l'équipe responsable du satellite (dirigée par E. Costa et F. Frontera).

Première détection d'une contrepartie. Cet investissement finit par être payant, avec la première détection d'une contrepartie de sursauts gamma, en X et en optique. Le 28 février 1997, le sursaut GRB 970228⁷ put être localisé avec une précision de 3', et la décision fut prise de réorienter le satellite pour pointer un télescope X à petit champ, le NFI (*Narrow Field Instrument*) également à bord de *BeppoSAX*. Les observations ont commencé 8h après l'émission gamma, donnant lieu à la détection

7. Le nom d'un sursaut est 'GRB' suivi de sa date de détection (aa/mm/jj). Une lettre ('a', 'b', 'c'...) est ajoutée si plusieurs sursauts sont détectés le même jour.

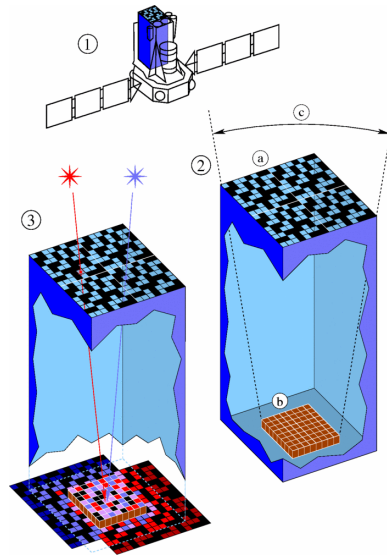


FIGURE 1.8.: **Principe du masque codé.** Ce schéma fait pour l'instrument IBIS du satellite *INTEGRAL* (1) illustre le principe d'un masque codé. Le masque (a) couvre partiellement l'entrée du télescope (2) (les carrés noirs étant opaques aux rayons gamma), et projette une ombre sur le détecteur (b). La disposition des motifs du masque est optimisée pour pouvoir reconstruire au mieux la direction de la source. La figure (3) illustre comment l'ombre de deux sources (rouge et bleue) se projette sur le capteur (carrés noirs : pas de photons – carrés roses : photons provenant des deux sources – carrés rouges et bleus : photons provenant respectivement des sources rouge et bleue, uniquement). [origine : <http://www.isdc.unige.ch/integral/home/gallery.cgi?ISDC>]

d'une source X dont le flux décroissait rapidement. En parallèle une campagne d'observation fut déployée au sol, et une contrepartie fut également détectée dans le domaine optique (voir Fig. 1.9). Malheureusement, aucune mesure spectroscopique ne put être faite. Cette émission de longue durée fut baptisée « rémanence » (*afterglow* en anglais), tandis que l'émission gamma proprement dite d'un sursaut est qualifiée de « prompte » (néologisme tiré du terme anglais *prompt*).

Première mesure d'une distance cosmologique. La preuve formelle de l'origine cosmologique des sursauts vint finalement avec la détection et le suivi de GRB 970508. Sa rémanence brillante permit la mesure du spectre en optique, donnant lieu à la détection de raies d'absorption (FeII, MgI et MgII) décalées vers le rouge à des *redshifts* $z = 0.767$ et $z = 0.835$. Après la disparition de la rémanence, une galaxie put être détectée, centrée au même endroit, avec un *redshift* mesuré (par raies d'émission OII et NeIII) de $z = 0.835$. Il apparaissait donc que le sursaut avait eu lieu à distance cosmologique, vraisemblablement au sein d'une galaxie à $z=0.835$.

L'échelle de distance des sursauts resta donc débattue pendant plus de 24 ans, depuis la publication de leur découverte par le satellite militaire *VELA*, en 1973, jusqu'aux premières détections de rémanence par *BeppoSAX*, en 1997. La première mesure de *redshift* allait permettre de trancher définitivement en faveur d'une origine cosmologique, marquant le début d'une ère nouvelle, stimulant encore plus l'intérêt scientifique porté aux sursauts gamma, qui devenaient alors les explosions les plus violentes connues dans l'Univers. Désormais l'étude ces objets ne se limite plus aux observations gamma, mais couvre une large gamme spectrale allant jusqu'au domaine radio.

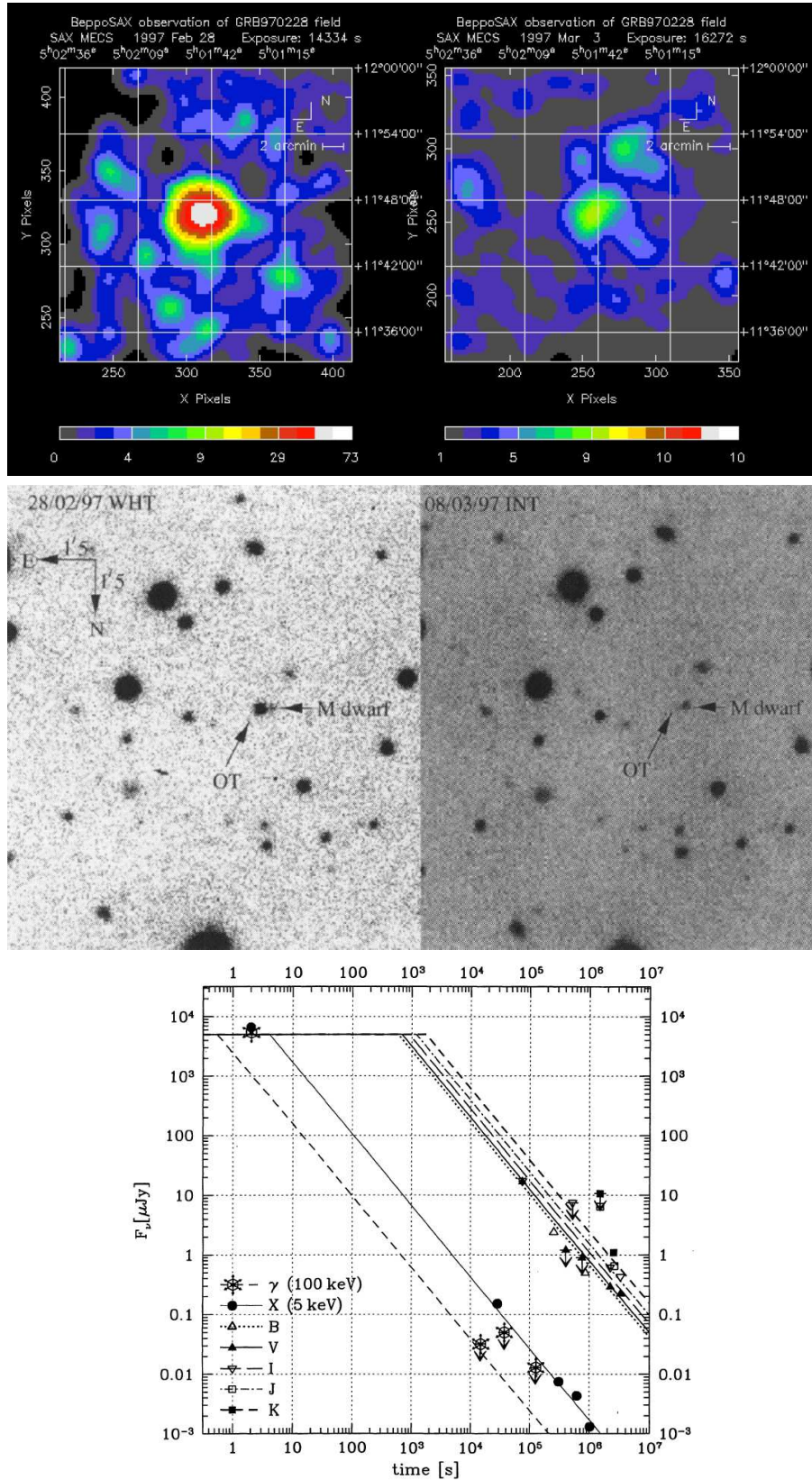


FIGURE 1.9.: **Première rémanence détectée par *BeppoSAX*.** Haut : observations X dans la boîte d'erreur de GRB 970228, 8h (gauche), puis 3 jours (droite) après le sursaut. [origine : [Costa et al. \(1997\)](#)] Milieu : observations en optique de la rémanence (OT) de GRB 970228, 21h (gauche), puis une dizaine de jours (droite) après le sursaut. Une étoile (M dwarf) est également détectée à moins de 3". [origine : [van Paradijs et al. \(1997\)](#)] Bas : points de mesures obtenus en X, optique et infrarouge. [origine : [Wijers et al. \(1997\)](#)]

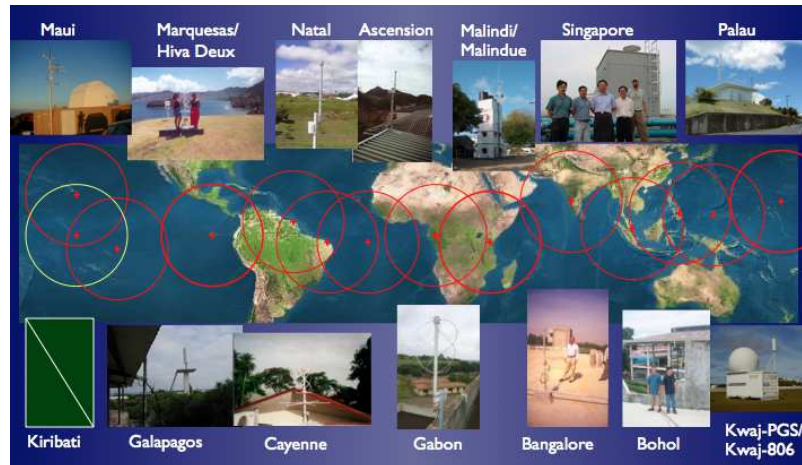


FIGURE 1.10.: Réseau de stations VHF pour la mission *HETE-2*. Cette couverture VHF continue de la zone équatoriale permettait de rapidement transmettre les coordonnées d'un sursaut aux différents observatoires. [origine : G. Ricker, 1st Phase A ECLAIRS Meeting, IAP, Paris, 2005]

1.3. L'ère actuelle : une approche multi-longueurs d'onde

1.3.1. Observations depuis l'espace.

L'atmosphère terrestre est opaque au rayonnement gamma ; la détection directe des sursauts nécessite donc l'envoi d'observatoires dans l'espace. Les principaux sont actuellement, le satellite américain *Swift*, les satellites gamma plus généralistes européen *INTEGRAL* (lancé en 2002), international *Fermi* (lancé en 2008) et l'observatoire d'étude du milieu interplanétaire *Wind* (lancé en 1994 par la NASA). Pour l'avenir proche, d'autres projets dédiés à l'étude des sursauts gamma sont à l'étude ou en cours de réalisation. Un accord de coopération sino-française a notamment été signé pour le lancement d'une mission, *SVOM* (*Space-based multi-band astronomical Variable Objects Monitor*), dont le programme principal est consacré à la physique des sursauts gamma et leur utilisation pour la cosmologie.

— Les missions *HETE-2* et *Swift* : vers un suivi continu des émissions *prompte* et *rémanente* —

La mission *BeppoSAX* avait permis de détecter les premières rémanences de sursauts. Néanmoins les coordonnées de l'évènement étaient calculées « manuellement » depuis le sol, induisant un délai d'au moins une heure avant la transmission de l'information (aux télescopes terrestres ou spatiaux) et le début des observations de la rémanence.

***HETE-2*.** La mission *HETE-2* (*High Energy Transient Explorer*), lancée en octobre 2000⁸ permet de grandement réduire ce délai. La position d'un sursaut était directement calculée à bord du satellite et les coordonnées de l'évènement pouvaient être transmises aux autres observatoires, quelques dizaines de secondes seulement après le sursaut, par le biais d'un réseau terrestre d'antennes VHF (voir Fig. 1.10). Les résultats furent à la hauteur des espérances. Par exemple pour GRB 021004, les observations de la rémanence dans le domaine optique avaient pu débuter 3 minutes (Fox 2002) après le sursaut et allaient se poursuivre jusqu'à 3 mois (voir Fynbo et al. (2005) et les références qui y sont citées). Cet exemple montrait déjà que la rémanence précoce pouvait être bien plus complexe qu'une simple décroissance en loi de puissance (comme observée aux temps tardifs), avec des structures variant sur de courtes échelles de temps. C'est également grâce à *HETE-2* que la rémanence d'un sursaut court (GRB 050709) put être pour la première fois détectée⁹.

8. Un premier satellite, *HETE-1*, fut perdu suite à un dysfonctionnement au cours de son lancement en 1996.

9. Les sursauts courts étant globalement plus durs et surtout moins énergétiques que les longs, le nombre de photons

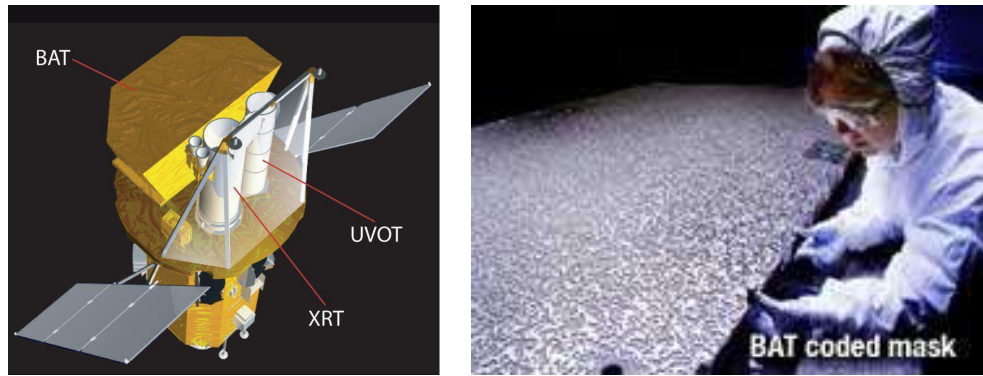


FIGURE 1.11.: **Le satellite *Swift*.** Gauche : vue schématique du satellite *Swift* avec ses trois instruments qui pointent dans la même direction : BAT en gamma, XRT en X et UVOT en optique. [origine : Gehrels et al. (2004)] Droite : photo du masque codé de BAT, préparé en salle blanche. [origine : www.universe.nasa.gov/programs/]

En plus des avancées significatives au sujet de la rémanence, grâce à une bonne couverture du domaine X (jusqu'à quelques keV), *HETE-2* a également confirmé (comme l'indiquait *BeppoSAX*) que la population des sursauts s'étendait jusque des événements spectralement très mous, les *X-ray-rich GRBs* (de dureté intermédiaire) et les *X-ray flashes* (XRFs; les événements les plus mous). Enfin la détection de GRB 030329 (Stanek et al. 2003) permet de confirmer la connexion entre les sursauts gamma longs et les supernovae grâce à la détection spectroscopique d'une supernova émergeant de la rémanence (voir Fig. 1.21). Ce résultat était déjà fortement suggéré par l'observation d'une supernova coïncidant spatialement et temporellement avec GRB 980425 détecté par *BeppoSAX* (Galama et al. 1998).

***Swift*.** Le lancement du satellite *Swift* en 2004 (toujours en activité) a permis de réduire encore davantage le délai entre la détection de l'émission *prompte* et les premières observations de la rémanence. Lorsque son télescope gamma BAT (*Burst Alert Telescope*) détecte l'apparition d'une source ponctuelle, les coordonnées célestes de l'événement sont calculées à bord (avec une précision de quelques minutes d'arc) et rapidement transmises au sol, en direction d'autres observatoires. La nouveauté réside dans le fait que le satellite est lui-même équipé pour un rapide suivi grâce à ses télescopes XRT (*X-ray telescope*, 0.1 – 10 keV) et UVOT (*Ultra-Violet/Optical telescope*) embarqués à bord (voir Fig. 1.11). *Swift* peut rapidement (« *swiftly* » en anglais) pivoter (50° en $\simeq 75$ s), suite à une alerte, pour pointer ses télescopes X et optique (qui ont un champ restreint de $23' \times 23'$ et $17' \times 17'$ respectivement) en direction du sursaut détecté. Cette stratégie permet à *Swift* de commencer l'observation des contreparties X et optique, environ une minute après le début de l'émission *prompte* gamma, parfois avant même que celle-ci ne se termine. La rémanence des sursauts observés par *Swift*-BAT est détectée, dans 95% des cas en X, et 60% des cas en optique (UVOT + réseau de télescopes au sol) (Gehrels et al. 2009).

1.3.2. L'émission gamma de haute énergie

Fermi. Jusque peu avant le début de ma thèse, les observations ne dépassaient que très rarement la dizaine de MeV¹⁰. Le satellite *Fermi*, lancé en 2008, a donc ouvert une nouvelle ère pour l'étude des sursauts à haute énergie. Son instrument GBM (*Gamma-ray Burst Monitor*, 8 keV - 40 MeV) de

détectés est plus faible, donnant une localisation plus grossière. De plus leur rémanence est globalement plus faible que celle des longs. Il a donc fallu attendre 2005, huit ans après les sursauts longs, pour détecter la première rémanence d'un sursaut court et ainsi confirmer qu'ils étaient également d'origine cosmologique.

10. Dans quelques cas, l'instrument EGRET à bord de *CGRO* avait détecté des photons au niveau du GeV, en coïncidence spatio-temporelle avec l'émission (plus molle) d'un sursaut détecté par BATSE.

manière similaire à BATSE permet de couvrir tout le ciel en permanence mais ne peut localiser les sursauts qu'avec une résolution de l'ordre du degré ; tandis qu'un second instrument, le LAT (*Large Area Telescope*, 20 MeV - 300 GeV) permet de couvrir environ 20 % du ciel gamma à haute énergie. En deux ans et demi, le LAT a détecté 25 sursauts au-dessus de 100 MeV dont 12 sursauts au-dessus de 1 GeV (Vianello et al. 2011; Mészáros 2012) – le record actuel d'énergie pour un photon est de 30.5 GeV (référentiel observateur) pour GRB 090510 (Ackermann et al. 2010) pendant la phase *prompte* et de 33.4 GeV pour GRB 090902B (Abdo et al. 2009a) pendant l'émission prolongée (voir §1.4.1). On verra dans la suite de ce manuscrit comment ces avancées récentes ont permis d'améliorer notre compréhension des sursauts gamma.

1.3.3. Suivi multi-longueurs d'ondes – Chaîne instrumentale.

Suite à la détection de l'émission *prompte* par un instrument gamma, le suivi d'un sursaut dans d'autres longueurs d'ondes se fait par le biais de la mise en liaison d'un réseau de télescopes terrestres et spatiaux. Actuellement *Swift* est la pièce maîtresse de cette approche multi-longueurs d'onde, permettant de localiser la source avec une précision de l'ordre de la minute d'arc pour ensuite transmettre, parfois en moins d'une minute, les coordonnées de l'objet à un réseau de communication au sol.

Parmi les premiers télescopes à réagir, il y a *Swift* lui même qui pointe rapidement ses télescopes X et optique en direction de l'évènement gamma détecté. Au sol, des télescopes robotiques rapides, spécifiquement conçus à cet effet, reçoivent également l'alerte et pivotent rapidement pour cadrer la région d'intérêt. Au sein de ce réseau, on peut citer les deux télescopes *TAROT* (Télescope à Action Rapide pour les Objets Transitoires) sur le plateau de Calern (France) et à La Silla (Chili), *GROND* (*Gamma-Ray burst Optical/Near-infrared Detector*) à La Silla (Chili), le *Liverpool Telescope* à La Palma (îles Canaries), le *Faulkes Telescope* au *Siding Spring Observatory* (Australie) et bien d'autres... Il est évidemment avantageux de disposer de télescopes robotiques répartis à différents endroits du globe pour obtenir une bonne couverture du ciel.

Enfin à des temps plus tardifs (au delà de la dizaine de minutes) d'autres observatoires plus généralistes, d'inertie plus grande, sont également mobilisés, se fondant notamment sur des coordonnées célestes plus précises obtenues grâce aux observations précoces en X et en optique. Il peut s'agir de grands télescopes optiques tels que le *Very Large Telescope* et son nouveau spectrographe XSHOOTER conçu pour l'étude spectroscopique des rémanences, d'observatoires radio¹¹ tels que celui du *Very Large Array*, ou de télescopes spatiaux en X tels que *Chandra*.

A très haute énergie. Pour la partie très haute énergie (\simeq TeV), le flux de photons éventuels devient très faible, et les techniques de détection changent, l'utilisation de télescopes à effet Cerenkov atmosphérique devenant nécessaire. Les principaux sont *H.E.S.S.* (*High Energy Stereoscopic System*) en Namibie, *MAGIC* (*Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope*) à La Palma, *VERITAS* (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*) en Arizona et prochainement *CTA* (*Cherenkov Telescope Array*). Ces télescopes, dont le champ se restreint à quelques degrés, participent également à l'étude des sursauts, au sein de collaborations, recevant notamment les alertes de *Swift* pour la recherche de contrepartie à très haute énergie. Les flux attendus (par simple extrapolation du spectre à plus basse énergie) étant faibles, et les télescopes étant plutôt lents à se réorienter, les observations n'ont donné lieu qu'à des limites supérieures peu contraignantes jusqu'à présent (e.g. Aharonian et al. 2009; Aleksić et al. 2010). Le seuil basse énergie de *CTA* devrait descendre jusqu'à \simeq 25 GeV (10 GeV en étant optimiste) – le taux de détection prédit pour *CTA* est de l'ordre de 1 sursaut par an (Bouvier et al. 2011).

11. La rémanence dans le domaine radio peut être suivie sur plusieurs années.

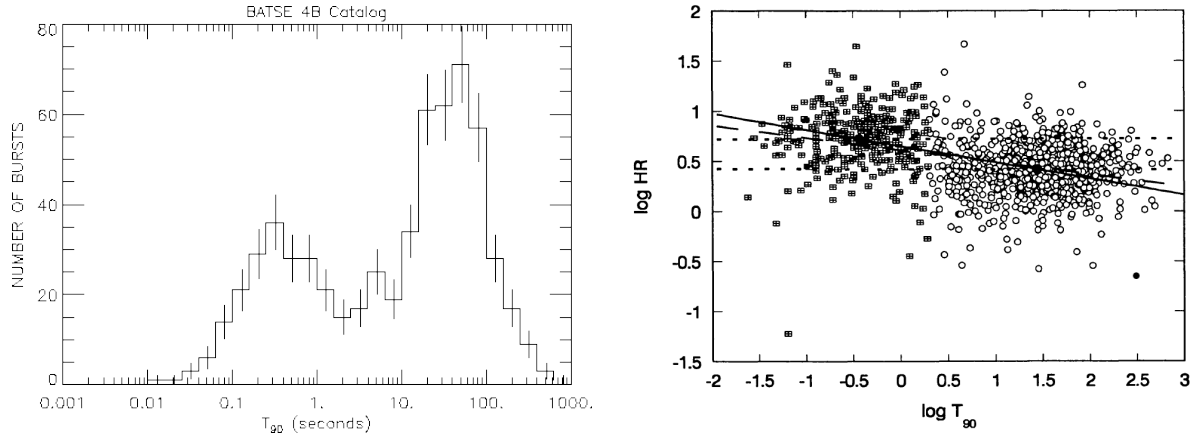


FIGURE 1.12.: **Deux classes de sursauts gamma.** Gauche : la distribution en durée des sursauts observés par BATSE affiche clairement un caractère bimodal. Les sursauts se répartissent en deux catégories : les courts ($\simeq 300$ ms) et les longs ($\simeq 30$ s). [origine : <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/duration/>] Droite : diagramme durée - dureté. Le rapport de dureté HR est défini comme le rapport des fluences intégrées dans les bandes (100-300 keV) et (50-100 keV) : $HR = F_{100-300}/F_{50-100}$. Ce diagramme montre que les sursauts courts ont tendance à être plus durs que les longs. [origine : Qin et al. (2000)]

1.3.4. Vers une astronomie multi-messagers

Dans le cadre théorique actuel, les sursauts gamma sont également attendus comme sources de neutrinos d'ultra-haute énergie ($\gtrsim 10^{14}$ eV, Waxman & Bahcall 1997) et d'ondes gravitationnelles (e.g. Kobayashi & Mészáros 2003; van Putten et al. 2004; Abadie et al. 2010b). Ces deux types de messagers non photoniques (non encore détectés de manière directe) suscitent actuellement le développement de dispositifs instrumentaux ambitieux. En astronomie neutrinique, les deux grands télescopes actuels sont *ANTARES* (*Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch project*), dans la mer méditerranée au large de Toulon, et *IceCube* dans ~ 1 km³ de glace au pôle sud. Actuellement, les limites supérieures en flux données par *IceCube* pourraient déjà s'avérer contraignantes pour les modèles de sursauts gamma (Abbasi et al. 2012). Hümmer et al. (2012) montrent cependant, par un calcul plus réaliste (en prenant en compte un certain nombre de processus secondaires) que le flux de neutrinos attendu dans les modèles de sursauts est plus faible d'un ordre de grandeur par rapport à l'estimation donnée par un modèle simplifié – il faudrait donc finalement attendre 10 ans pour que l'expérience, dans sa version complète, puisse commencer à imposer des contraintes restrictives sur les modèles de sursauts.

Concernant les ondes gravitationnelles, les interféromètres terrestres, l'europpéen *VIRGO* près de Pise (Italie) et les deux américains de *LIGO* (*Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*) en Louisiane et dans l'état de Washington, sont les projets les plus prometteurs – des versions « augmentées » de ces deux programmes sont prévues pour 2015. La gamme de fréquences couverte par ces détecteurs est bien appropriée pour caractériser le signal issu de la coalescence de deux objets compacts (progéniteur attendu des sursauts courts) ou de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive (événement associé aux sursauts longs). De plus il est crucial de disposer de plusieurs détecteurs afin de pouvoir contraindre la direction d'une source, par méthode de triangulation en comparant les temps d'arrivée du signal (comme en astronomie gamma lorsqu'on dispose d'un réseau de satellites, voir l'illustration Fig. 1.7).

Ces programmes s'insèrent dans de grandes collaborations multi-messagers. En effet, le recouplement des signaux obtenus avec les observations disponibles dans le domaine électromagnétique permet d'augmenter les chances de détection. D'une part, les alertes de détection de sursauts envoyées par les satellites gamma permettent d'effectuer une recherche spécifique de signal dans les données qui

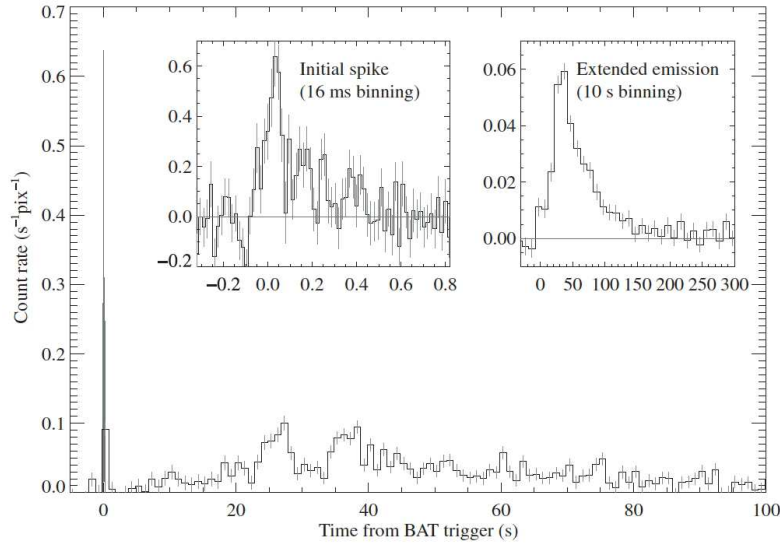


FIGURE 1.13.: **GRB 080503 – Exemple d'un sursaut court avec une émission étendue.**

GRB 080503 est l'un des sursauts courts pour lequel l'émission étendue de photons gamma mous (*Extended emission*) est la plus brillante relativement à l'émission *prompte* « classique » initiale (*Initial spike*). [origine : Perley et al. (2009)]

coïncident temporellement. A l'inverse si un signal non photonique est détecté de manière autonome, l'envoi d'une alerte au réseau de télescopes robotiques terrestres permet de rapidement lancer la recherche d'une éventuelle contrepartie en optique ou en radio.

De plus, nous verrons au chapitre 3 que les sursauts sont de très bons accélérateurs de particules, et donc de sérieux candidats comme sources de rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie ($\gtrsim 10^{19}$ eV, Waxman 1995). Cependant les rayons cosmiques sont des particules chargées, sensibles au champ magnétique, et donc déviés au cours de leur propagation ; aucune coïncidence spatio-temporelle avec les sursauts gamma ne peut donc être espérée.

1.4. Bilan des observations

1.4.1. Émission gamma

— Deux classes de sursauts —

Les sursauts gamma se présentent sous la forme de brèves bouffées de rayonnement gamma, pouvant s'étaler sur des durées allant de quelques millisecondes à plusieurs centaines de secondes. La distribution des sursauts observés, en termes de durée totale, est bimodale, avec une première population – les sursauts dits courts – centrée sur une durée typique $\Delta t_s \approx 0.3$ s et une seconde population – les sursauts dits longs – centrée sur une durée typique $\Delta t_l \approx 30$ s. L'émission gamma des sursauts courts a notamment tendance à être plus dure (i.e. l'énergie moyenne des photons gamma est plus élevée) que celle des longs (voir Fig. 1.12).

Les deux distributions ayant une zone de recouvrement, il n'est pas toujours facile de trancher clairement pour la classification de certains sursauts (Zhang 2006). De plus, la limite entre les deux populations dépend de l'instrument de détection : elle est d'à peu près de 2 s pour BATSE mais devient par exemple plus basse pour *Swift*¹² (voir la récente discussion de Bromberg et al. 2012).

12. L'instrument *BAT* de *Swift* a une bande plus étroite, centrée à plus basse énergie (15 - 350 keV) et détecte donc une fraction plus faible de sursauts courts (ces derniers étant en moyenne plus durs que les longs).

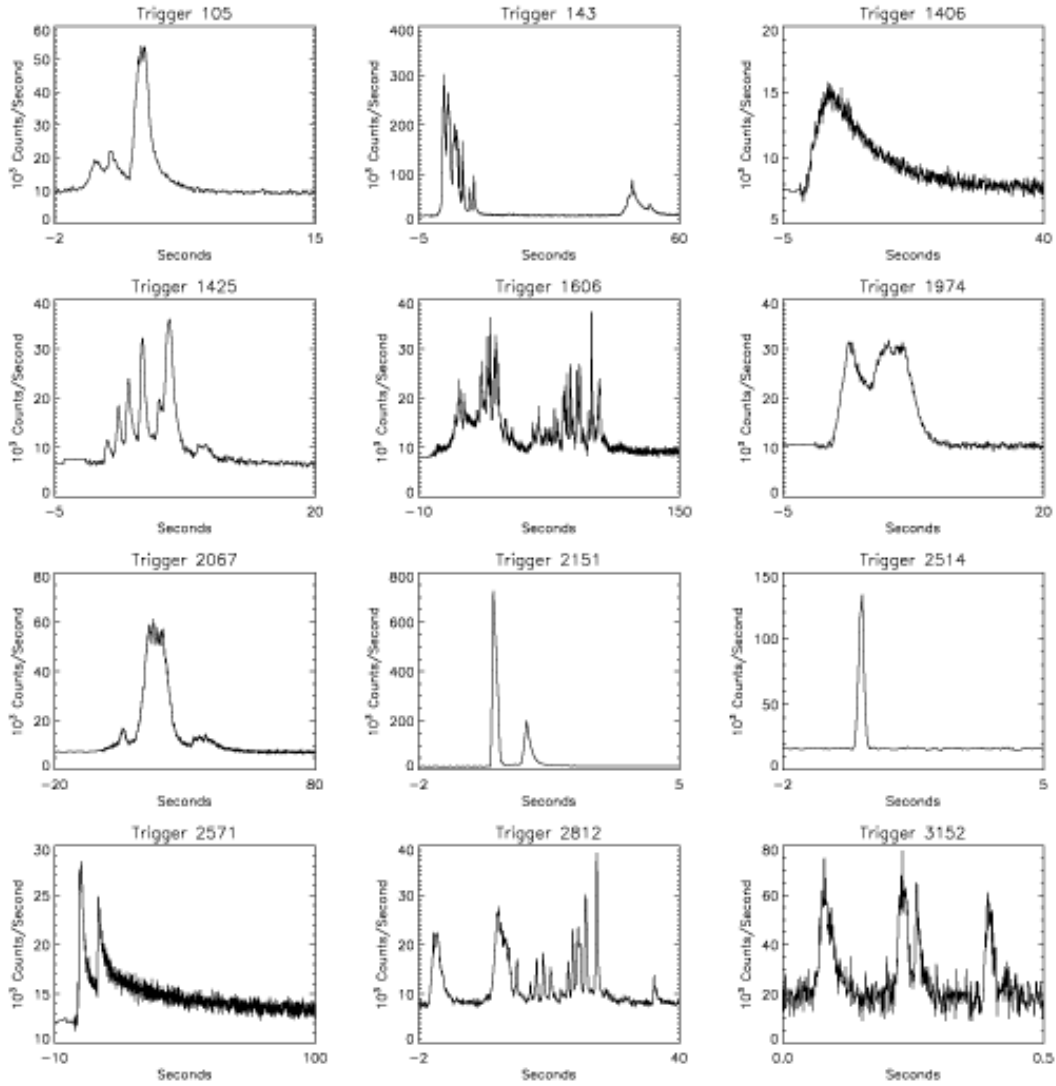


FIGURE 1.14.: **Diversité des courbes de lumière en gamma.** Un ensemble très varié de courbes de lumière observées par BATSE. [origine : http://heasarc.nasa.gov/docs/objects/grbs/grb_profiles.html]

— Sources à distance extra-galactique —

L'origine cosmologique des sursauts ne fut démontrée qu'en 1997 (voir Sect. 1.2), grâce aux premières mesures de *redshift* rendues possibles par la mission spatiale *BeppoSAX*. La distribution des sursauts sur le ciel est isotrope (voir Fig. 1.6), ce qui corrobore l'origine cosmologique. Le record de *redshift* mesuré précisément est actuellement détenu par le sursaut GRB 090423 avec un décalage spectral $z \simeq 8.26^{+0.07}_{-0.08}$ (Tanvir et al. 2009), correspondant à un âge d'Univers de 630 millions d'années après le Big Bang – en concurrence avec les plus lointaines galaxies actuellement connues (Bouwens et al. 2010; McLure et al. 2010; Bouwens et al. 2011). Une valeur de *redshift* $z \simeq 9.4$ pour GRB 090429B a également été publiée par Cucchiara et al. (2011) – cependant cette estimation se fonde uniquement sur des mesures photométriques (i.e. mesures de flux dans des bandes spectrales relativement larges, $\Delta\lambda/\lambda \simeq 0.2 - 0.3$), et est donc beaucoup moins fiable. A contrario, le *redshift* pour les plus proches sursauts – pour la plupart « sous-lumineux » (l'énergie rayonnée E_{iso} , définie ci-dessous, est environ 10 à 1000 fois plus faible que pour la population habituelle) – descend jusqu'à $z \simeq 0.0085$ (GRB 980425, Galama et al. 1998). A l'échelle d'une galaxie, les sursauts sont des phénomènes très rares (voir §1.4.4), mais leur très grande puissance les rend détectables de très loin. Le taux de détection, pour une expérience type BATSE, est d'à peu près 1 sursaut par jour.

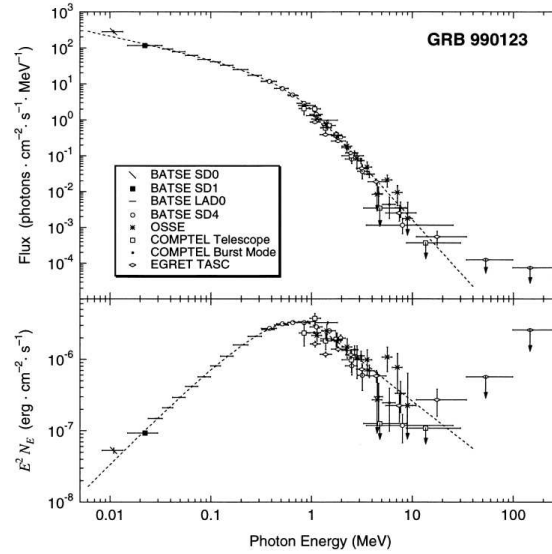


FIGURE 1.15.: **Exemple d'un spectre de sursaut.** Spectre (en nombre de photons et en νF_ν respectivement dans les panneaux du haut et du bas) de GRB 990123, intégré sur toute sa durée, en combinant les données des quatre instruments de *CGRO*. La fonction de Band ajustée (courbe en tirets) a des pentes spectrales $\alpha \simeq -0.6$, $\beta \simeq -3.1$ et une énergie de pic $E_p \simeq 720$ keV. [origine : Briggs et al. (1999)]

— Courbes de lumière très variées et variables —

Les courbes de lumière dans le domaine gamma peuvent avoir des allures très variées, certaines sous forme de *pulse* unique durant plusieurs secondes, d'autres très variables avec une échelle de variabilité descendant jusqu'à $\Delta t_{\text{var}} \lesssim 10$ ms. La figure 1.14 en donne quelques exemples. L'analyse de la densité spectrale de puissance ne permet pas de faire ressortir des échelles de temps privilégiées, celle-ci étant souvent bien représentée par une simple loi de puissance (Beloborodov et al. 2000; Guidorzi et al. 2012). Notons enfin que les deux classes de sursauts ont des courbes de lumière gamma très similaires, le profil gamma d'un sursaut court pouvant être vu comme la simple contraction d'un sursaut long sur une durée plus brève (voir Guiriec et al. 2010). Cependant, dans le cas de certains sursauts courts, l'émission *prompte* « classique » est suivie d'une émission « étendue » de photons gamma plus mous, qui est moins variable et de plus longue durée (voir l'exemple de GRB 080503 en Fig. 1.13).

— Spectres observés —

Contrairement aux courbes de lumière, les spectres gamma sont bien moins variés d'un sursaut à l'autre ; ils sont souvent convenablement ajustés par la fonction de *Band* (Band et al. 1993), correspondant à deux lois de puissance connectées par une transition douce (voir l'exemple donné en Fig. 1.15). Cette fonction s'exprime de la manière suivante :

$$B(x) = A \begin{cases} x^\alpha e^{-(2+\alpha)x} & , x < x_b \\ x^\beta x_b^{\alpha-\beta} e^{-(2+\alpha)x_b} & , x > x_b \end{cases} \quad (1.1)$$

avec $x = \frac{E}{E_p}$, $x_b = \frac{\alpha-\beta}{2+\alpha}$, et E l'énergie des photons. Les 4 paramètres d'ajustement sont l'énergie de pic E_p , les pentes à basse et haute énergie α et β , et une constante de normalisation A . Les valeurs typiques de ces paramètres sont $E_p \simeq$ quelques 100 keV, $\alpha \simeq -1$, $\beta \simeq -2.5$ et $A \simeq 10^{-6}$ erg · cm⁻² · s⁻¹. Lorsque le *redshift* est connu, il est possible d'en déduire une estimation de l'énergie totale rayonnée dans le domaine gamma, en supposant que l'émission de la source est isotrope : cette énergie vaut typiquement $E_{\gamma,\text{iso}} \simeq 10^{52}$ erg, mais varie sur un large intervalle de 10^{48} à 10^{55} erg.

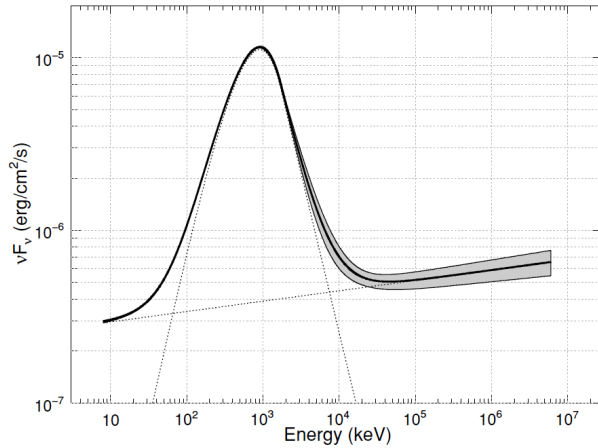


FIGURE 1.16.: **Spectre de 090902B.** Le spectre de ce sursaut est convenablement ajusté par une fonction de *Band* et une loi de puissance superposées. La composante de *Band* est particulièrement « piquée » avec des pentes à basse et haute énergie $\alpha \simeq 0$ et $\beta \simeq -4$. [origine : [Abdo et al. \(2009a\)](#)]

— Emission à haute énergie —

Les observations faites par le satellite *Fermi* depuis 2008 ont permis de mettre en évidence des tendances comportementales concernant l'émission à haute énergie des sursauts.

Ces résultats ont d'abord permis de montrer qu'il n'y a pas de composante additionnelle dominante autour de 100 MeV - 1 GeV, la composante au MeV étant celle qui transporte le plus d'énergie. Assez souvent, la forme du spectre reste relativement en bon accord avec une fonction de *Band*, de $\simeq 10$ keV à $\simeq 10$ GeV (sur 6 décades) ; GRB 080916C en est un très bon exemple (voir la forme des spectres intégrés sur différents intervalles de temps en Fig. 1.17).

Dans certains sursauts observés par le LAT, une composante additionnelle est détectée dans la partie haute énergie du spectre (voir l'exemple de GRB 090510 en Fig. 1.18). L'énergie contenue dans celle-ci reste cependant sous-dominante pour la classe des sursauts longs : la fluence mesurée dans le LAT reste inférieure à 10% de celle du GBM ([Piron et al. 2012](#)). L'échantillon de sursauts courts reste encore très restreint mais, contrairement aux sursauts longs, la fluence contenue dans la composante supplémentaire semble comparable à celle de la composante au MeV dans les quelques cas disponibles ([Piron et al. 2012](#)). La composante additionnelle est souvent bien représentée par une loi de puissance, et est parfois corrélée à un excès détecté à basse énergie (autour de 10 keV). Pour GRB 090926A, une coupure terminant la composante additionnelle a même pu être détectée aux alentours du GeV (voir Fig. 1.18).

Concernant l'évolution temporelle, l'émission de haute énergie a un comportement sensiblement différent de ce qui est observé dans le domaine du MeV. Dans la plupart des cas l'émission de haute énergie démarre avec un délai (voir l'exemple de GRB 080916C en Fig. 1.17). De plus elle se poursuit souvent (on parle d'« émission prolongée »), au delà de l'émission *prompte* au MeV, sans aucune transition marquée¹³, semblant simplement décroître en loi de puissance. Ces caractéristiques suscitent notamment des débats sur la légitimité d'associer cette émission de haute énergie à la phase *prompte*, ou plutôt à la phase précoce de la rémanence (voir §4.3.3).

Enfin quelques sursauts ont des caractéristiques plus singulières. Par exemple le spectre GRB 090902B peut également être bien ajusté par un couple fonction de *Band* + loi de puissance ; par contre les valeurs des pentes spectrales sont inhabituellement très « raides » (en νF_ν , c'est à dire très éloignées de -2 en nombre de photons) avec des valeurs $\alpha \simeq 0$ et $\beta \simeq -4$ (voir Fig. 1.16).

13. Notons cependant que le faible nombre de photons observés à haute énergie limite la résolution temporelle.

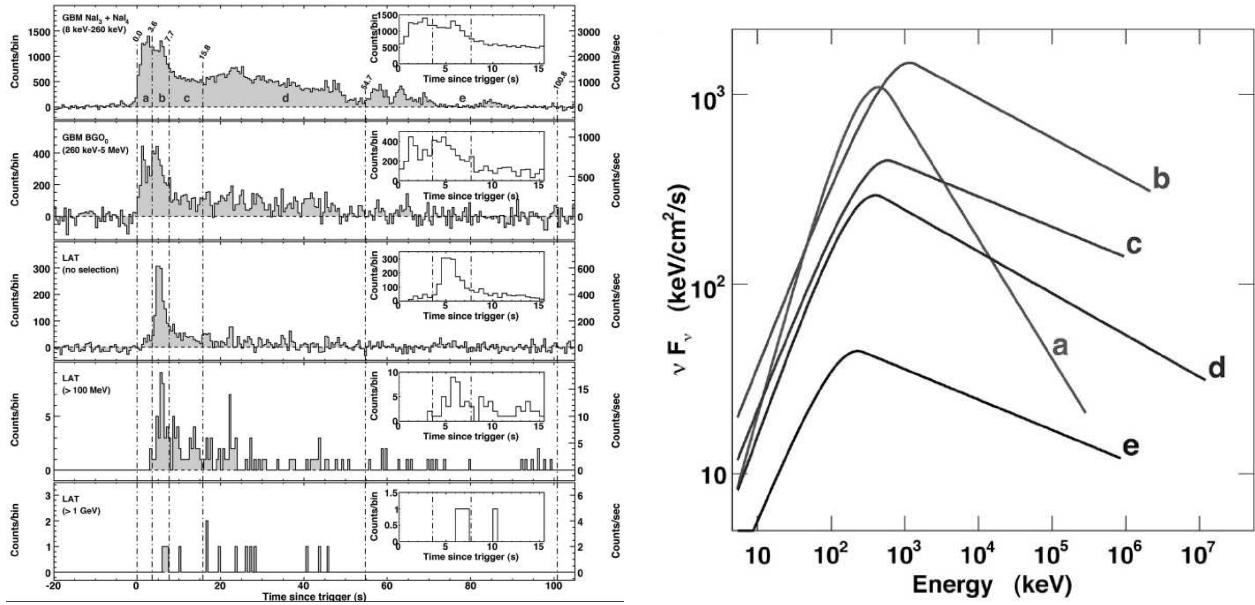


FIGURE 1.17.: **Observations par *Fermi* de GRB 080916c.** Gauche : courbes de lumière observées dans différentes bandes de GBM et LAT. Au-dessus du GeV (panneau du bas), les photons arrivent au compte-gouttes. Droite : spectres intégrés, réalisés sur les intervalles de temps représentés par des lignes tirets-pointillés sur les courbes de lumière à gauche. [origine : [Abdo et al. \(2009c\)](#)]

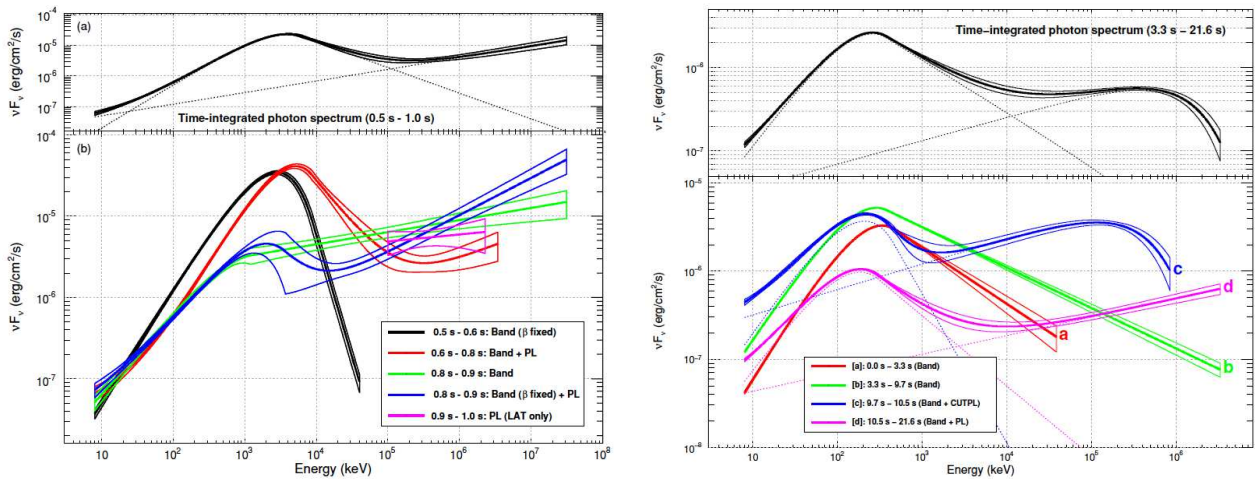


FIGURE 1.18.: **Exemples de sursauts avec une composante additionnelle à haute énergie.** Gauche : GRB 090510. [origine : [Ackermann et al. \(2010\)](#)] Droite : GRB 090926a. La composante additionnelle affiche une coupure aux alentours du GeV. [origine : [Ackermann et al. \(2011\)](#)]

1.4.2. Émission rémanente.

A la suite de l'émission *prompte* gamma, un rayonnement rémanent est souvent détecté, suivi dans un large domaine spectral, sur une durée pouvant aller jusqu'à quelques jours dans le domaine X, quelques mois en optique et quelques années en radio.

— L'entrée dans l'ère *Swift* —

Comme expliqué en Sect. 1.3.1, jusqu'au lancement de *HETE-2* en 2000 et de *Swift* en 2004, les observations de la rémanence commençaient au plus tôt quelques heures après l'émission gamma. L'évolution temporelle du flux était alors bien représentée par une loi de puissance avec éventuellement une cassure observée aux temps tardifs. Comme on le verra en section 2.6, il existait un cadre d'interprétation théorique, permettant d'expliquer ces comportements observés.

Les premières observations de rémanence précoce – les observations en X, voire en optique, débutant parfois avant la fin de l'émission *prompte* gamma – obtenues grâce à la rapidité de *Swift* suscitèrent rapidement des questionnements quant au « modèle standard ». En effet la rémanence de nombreux sursauts, ne suivait pas aux temps précoces une simple décroissance en loi de puissance, mais affichait une forte variabilité temporelle et spectrale (voir quelques exemples en Fig. 1.19).

— Un comportement « canonique » —

La rémanence des sursauts peut avoir un aspect très différent d'un cas à l'autre. Cependant, il est possible de dégager des grandes tendances, et de définir une courbe de lumière « canonique », répertoriant les comportements fréquemment observés (Nousek et al. 2006). La figure Fig. 1.19 schématise les différentes phases de la courbe de lumière typique qui suit l'émission *prompte* d'un sursaut : (1) l'interruption de l'émission *prompte* gamma est directement suivie par une phase de décroissance rapide en X (*early steep decay*) couvrant plusieurs décades en flux avec un indice temporel (en adoptant la convention $F_\nu \propto t^{-\alpha}$) $\alpha \simeq 3 - 5$, (2) vient ensuite (assez fréquemment) une phase de décroissance lente ou plateau avec $\alpha \simeq 0 - 0.5$ (3) typiquement au bout de quelques heures, la rémanence entre dans sa phase de décroissance dite « normale » – en référence au fait qu'il s'agissait de la phase pendant laquelle les observations pré-*Swift* commençaient – avec $\alpha \simeq 1$ (4) enfin dans certains cas une accentuation dans la décroissance du flux est observée aux temps tardifs avec $\alpha \simeq 2$. En plus de cette enveloppe faite d'une succession de lois de puissance, des *flares* superposés sont également observés dans à peu près 50 % des cas.

— Une riche diversité au delà du comportement canonique —

Un certain nombres de rémanences précoces observées grâce à *Swift*, s'écartent sensiblement du schéma canonique. Il peut s'agir d'un enchaînement inhabituel des différentes phases, avec l'apparition de nouveaux régimes. De plus lorsque des observations sont disponibles sur une large gamme spectrale (X, optique, radio), les évolutions temporelles peuvent être très différentes, suggérant une très forte évolution spectrale, ou la superposition de contributions provenant de sources différentes. La complexité et la diversité de ces différents cas soulèvent de nouvelles interrogations, véritables défis pour les modèles théoriques. Un modèle acceptable de la rémanence doit non seulement pourvoir reproduire le comportement canonique décrit ci-dessus, mais également les comportements plus inhabituels observés dans certains sursauts.

1.4.3. Vers l'identification des galaxies hôtes et des progéniteurs.

— Galaxies hôtes —

La détection d'une rémanence permet souvent d'identifier une galaxie à la position du sursaut. Les mesures de *redshift* de la rémanence (par raies d'absorption) et de la galaxie (par raies d'émission)

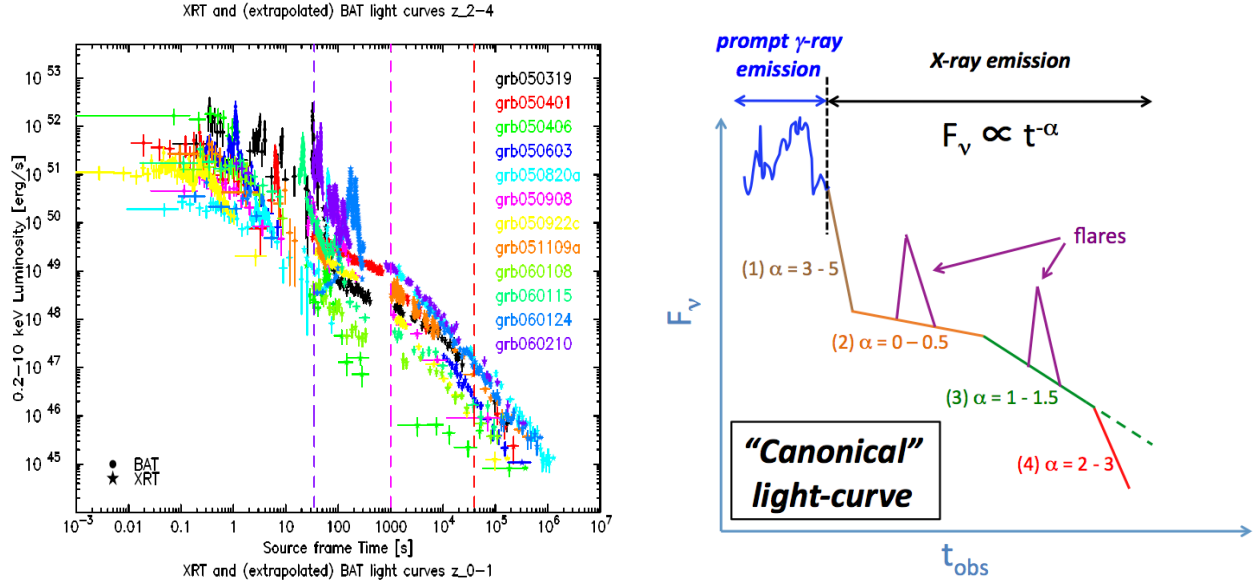


FIGURE 1.19.: **Rémanences observées *Swift* : une couverture temporelle sans interruption.** Gauche : courbes de lumière de 12 sursauts observés par *Swift* avec successivement l’émission *prompt* gamma (observée par l’instrument BAT, $t \lesssim 10$ s), la rémanence précoce en X (observée par l’instrument XRT, $10 \text{ s} \lesssim t \lesssim 1000$ s), suivie de la rémanence tardive ($t \gtrsim 1000$ s). Avant le lancement de *HETE-2* et *Swift*, les observations de rémanence débutaient quelques heures après l’émission gamma ; trop tard pour voir toutes les structures complexes présentes aux temps précoces. [origine : Mangano et al. (2006)] Droite : vue schématique de la courbe de lumière typique (*prompt* + rémanence) d’un sursaut. Voir le corps du texte pour plus de commentaires.

concordent souvent, confirmant que cette dernière en est bien l’hôte (comme ce fut le cas pour GRB 970508, premier sursaut pour lequel le *redshift* de la rémanence a pu être mesuré). Il y a donc deux méthodes pour mesurer le *redshift* d’un sursaut : soit directement sur la rémanence, soit par identification de la galaxie hôte. Pour beaucoup de sursauts, surtout les courts, le flux de la rémanence est trop faible pour réaliser un spectre, l’identification de la galaxie hôte reste le seul recours possible.

Depuis 15 ans, l’exploitation de cette association nous renseigne aussi bien sur la nature des sursauts que sur celle des galaxies à grand *redshift* (voir la mosaïque de galaxies hôtes de sursauts longs présentée en Fig. 1.20). Les statistiques montrent que les sursauts longs sélectionnent uniquement les galaxies qui forment des étoiles (Christensen et al. 2004; Savaglio et al. 2009). De plus lorsque la résolution spatiale est suffisante, il semble que les sursauts longs tracent de manière privilégiée, au sein d’une galaxie, les régions à forte concentration d’étoiles jeunes (Bloom et al. 2002; Fruchter et al. 2006).

A contrario les sursauts courts ne semblent pas sélectionner une classe particulière de galaxies (Nakar 2007). Ils peuvent en particulier avoir lieu dans des galaxies à faible activité de formation stellaire (Berger 2009), de type elliptiques (e.g. GRB 050509B, Gehrels et al. 2005). De plus les galaxies hôtes de sursauts courts qui ont une activité de formation d’étoiles possèdent également une population d’étoiles vieilles ($\gtrsim 1$ milliard d’années, e.g. GRB 050709, Covino et al. 2006, GRB 051221A, Soderberg et al. 2006). Enfin lorsque la localisation est suffisamment précise, les sursauts courts ne semblent pas tracer les régions principales de formation d’étoiles (e.g. GRB 050709, Fox et al. 2005). Il semble même que les sursauts courts puissent avoir lieu à l’extrême périphérie de leur galaxie (voir par exemple les données présentées dans Troja et al. 2008).

Ces différents éléments plaident clairement en faveur de progéniteurs différents pour les sursauts longs et les sursauts courts.

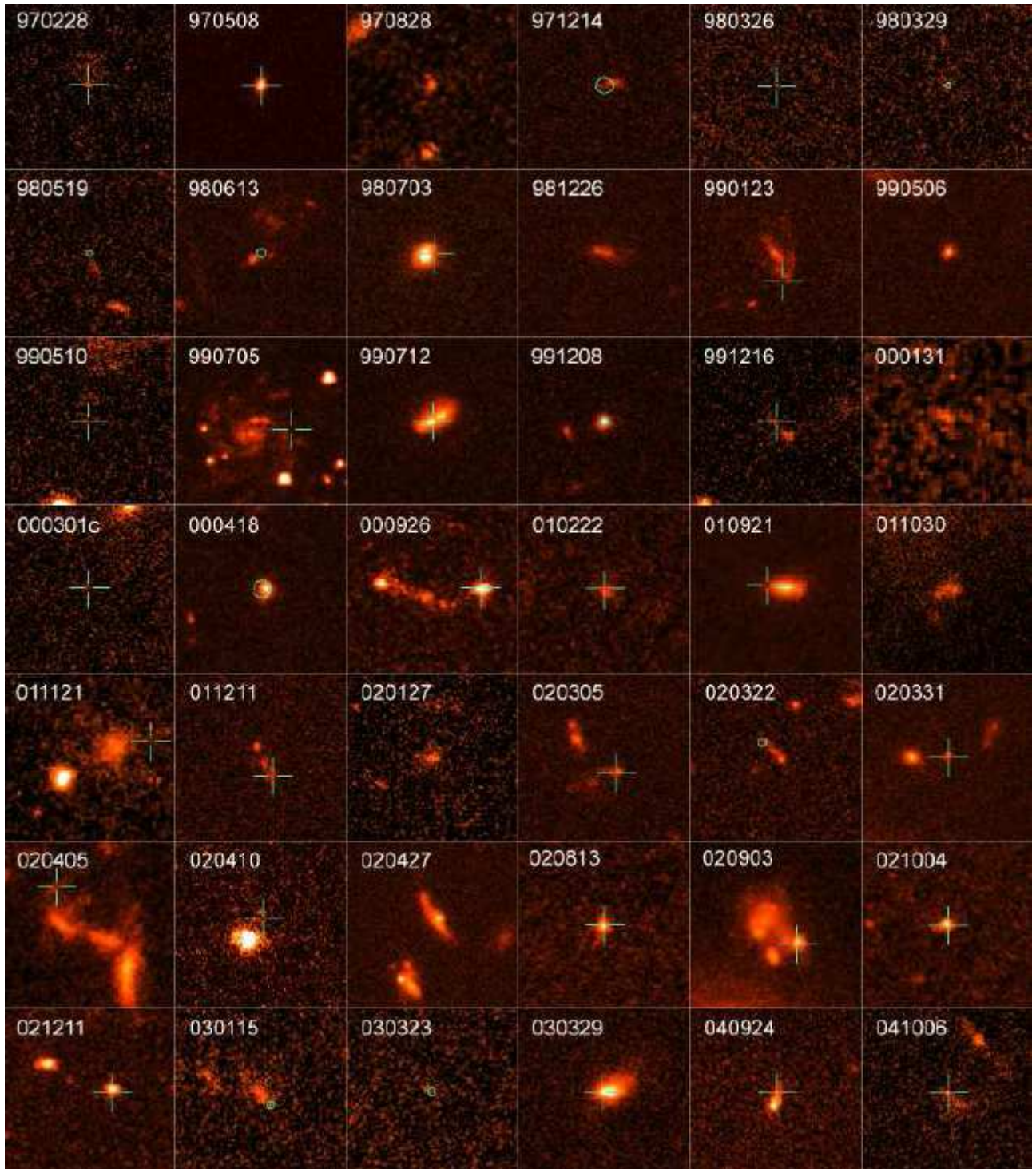


FIGURE 1.20.: Mosaïque de galaxies hôtes de sursauts longs. Les observations ont été faites par le *Hubble Space Telescope*. [origine : Fruchter et al. (2006)]

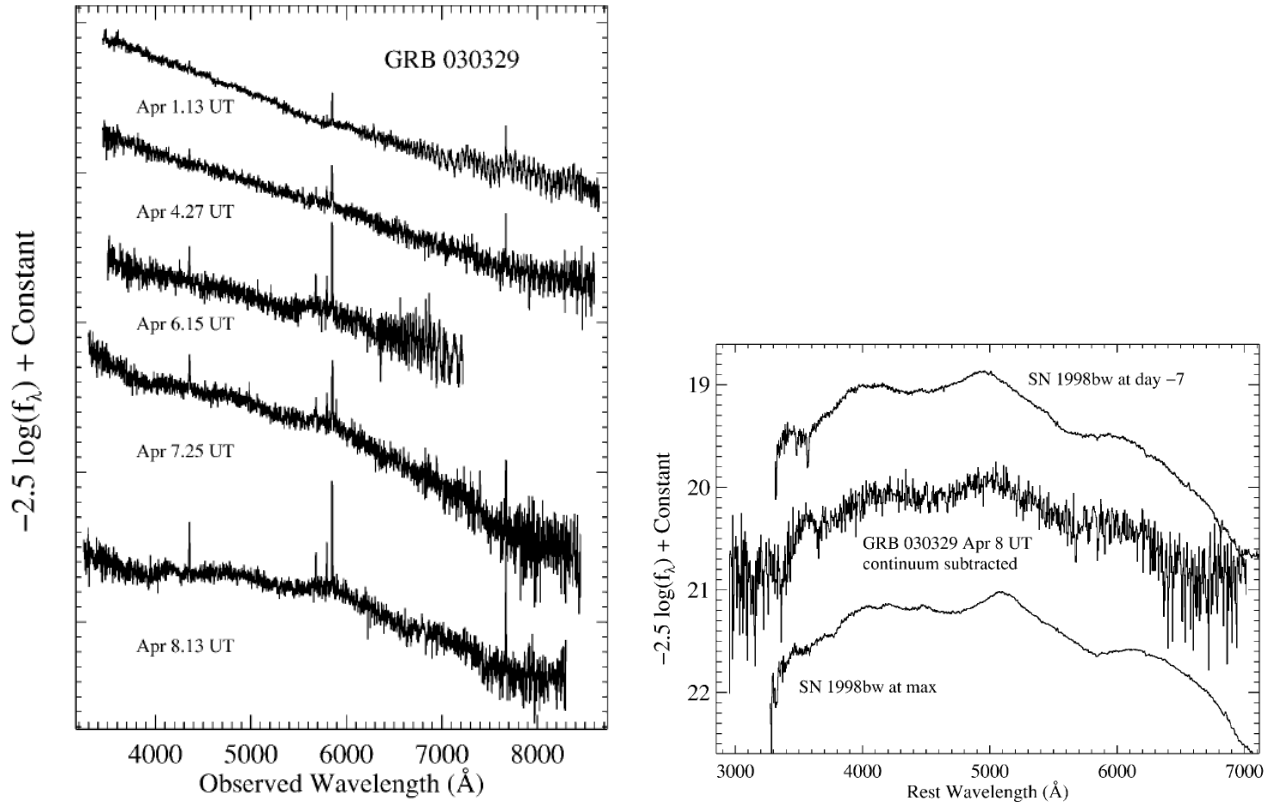


FIGURE 1.21.: **Association de GRB 030329 avec une supernova de type Ic.** Gauche : évolution spectrale de la rémanence au cours du temps (de haut en bas), avec apparition progressive du spectre de la supernova. Droite : comparaison du spectre obtenu après soustraction du continuum (i.e. la rémanence du sursaut), avec celui de SN 1998bw (premier cas de supernova détecté en coïncidence avec un sursaut – GRB 980425). [origine : Stanek et al. (2003)]

— Progéniteurs —

Il est désormais bien établi que les sursauts longs (au moins pour une partie d’entre eux) sont liés à l’effondrement gravitationnel d’étoiles massives. En effet, dans quelques cas, la présence d’une supernova de type Ib/Ic – produite par effondrement de cœur d’une étoile de type Wolf-Rayet – a pu être confirmée de manière spectroscopique (le meilleur cas est celui de GRB 030329 détecté par *HETE-II*, voir Fig. 1.21). Dans d’autres cas, des *bumps* sont observés dans la courbe de lumière en optique, plusieurs jour après l’émission *prompte* gamma. De tels *bumps* sont souvent soupçonnés être la signature d’une supernova ; malheureusement le flux est alors trop faible pour espérer une confirmation spectroscopique (voir par exemple le cas de GRB 020405, Price et al. 2003). La plupart des sursauts, dont l’association avec une supernova est fiable, se trouvent être singulièrement sous-lumineux ($E_{\text{iso}} = 10^{48} - 10^{50}$ erg ; alors que l’énergie typique d’un sursaut est $E_{\text{iso}} = 10^{52}$ erg) et à faible *redshift* par rapport à l’ensemble de la population (GRB 030329 et GRB 101219B sont des exceptions avec des énergies $E_{\text{iso}} \simeq 9 \cdot 10^{51}$ et $4 \cdot 10^{51}$ erg, Hjorth et al. 2003; Sparre et al. 2011). Il est donc possible de s’interroger sur le caractère général (ou non) de cette association « sursaut long – SNIb/c ». Cependant cette sélection de sursauts peu lumineux pourrait simplement être le fait d’un biais observationnel : (i) le niveau en flux d’une rémanence étant peu ou prou proportionnel à l’énergie libérée dans l’émission *prompte* gamma, un sursaut trop énergétique aura tendance à produire une rémanence suffisamment brillante pour masquer toute signature éventuelle de supernova (ii) les sursauts brillants sont des événements plus rares ; ils sont donc, en moyenne, détectés à plus haut *redshift* alors que les supernovae deviennent difficile à détecter à $z \gtrsim 1$ avec les instrument actuels.

L'identité des progéniteurs de sursauts courts reste plus incertaine. En dehors de l'effondrement gravitationnel des étoiles massives, le principal mécanisme pouvant conduire à la formation d'un trou noir stellaire accrétant est la coalescence d'un système binaire de deux étoiles à neutrons ou d'une étoile à neutrons et d'un trou noir. La majorité de la communauté scientifique s'accorde pour associer les sursauts courts à de tels progéniteurs. D'un point de vue observationnel, cette idée est en accord avec le fait que les sursauts courts ne sélectionnent pas un type de galaxies en particulier (contrairement aux sursauts longs). En effet le délai entre la formation du système binaire et sa coalescence est au minimum de quelques centaines de millions d'années (Kalogera et al. 2004) – il est de l'ordre de 300 millions d'années pour le pulsar de Hulse & Taylor (1975). Ceci peut donc déconnecter les sursauts courts de la formation d'étoiles. Ces délais importants peuvent également expliquer la position très excentrée de certain sursauts courts par rapport au centre de leur galaxie hôte (voir par exemple les données présentées dans Troja et al. 2008). Ces décalages peuvent être reliés à la distance parcourue entre la formation et la coalescence de la binaire compacte. En effet, les supernovae donnant naissance aux objets compacts pourraient communiquer une vitesse élevée ($100 - 1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ d'après la distribution en vitesse des pulsars de la Voie Lactée; voir par exemple Hobbs et al. 2005) au système binaire. L'incertitude à ce sujet reste grande : il faut en effet que le système reste gravitationnellement liés après deux explosions de supernovae. Une autre option pourrait être d'invoquer la formation « dynamique » de binaires au sein d'amas globulaires (Grindlay et al. 2006), eux même répartis dans un grand halo galactique (voir Church et al. 2011 pour une récente discussion à ce sujet). Un moyen de confirmer (resp. d'exclure) les binaires compactes comme progéniteur des sursauts courts (au moins une partie d'entre eux) serait de détecter (ou d'exclure) un signal d'ondes gravitationnelles caractéristique d'une coalescence. Par exemple, Abbott et al. (2008) montrent que les observations de *LIGO* permettent d'exclure un scénario de coalescence pour GRB 070201, un sursaut court dont la position céleste coïncide avec la galaxie d'Andromède (M31), en supposant que ce sursaut est physiquement associée à M31 distante de $\simeq 780 \text{ kpc}$. Malheureusement la distance de l'évènement n'a pu être mesurée et notre connaissance de la distribution en *redshift* des sursauts courts rend très peu probable qu'il ait réellement eu lieu dans M31 (voir également Abadie et al. 2012b pour une étude similaire portant sur GRB 051103, sursaut court dont la position coïncide avec M81 distante de 3.6 Mpc).

— Des sursauts courts plus proches que les sursauts longs —

Le *redshift* médian des sursauts détectés par *Swift* est plus élevé pour les longs ($z \simeq 2.5$, e.g. Jakobsson et al. 2006; Daigne et al. 2006) que pour les courts ($z \simeq 0.4$, e.g. O'Shaughnessy et al. 2008). Ceci est vraisemblablement dû au effets de sélection observationnelle suivants :

- Même si les sursauts longs et courts ont des luminosités équivalentes les sursauts courts sont moins énergétiques et plus durs. A un même *redshift* : (i) le flux de photons reçus d'un sursaut court est donc plus faible, ce qui limite la probabilité de détection ; (ii) le nombre total de photons reçus est beaucoup plus faible, conduisant à une localisation de l'évènement plus grossière, ce qui complique la recherche d'une rémanence ou d'une galaxie hôte.
- La rémanence des sursauts courts est bien plus faible que celle des sursauts longs : les mesures de *redshift* passent donc obligatoirement par l'identification de la galaxie hôte, dont le *redshift* est mesuré par raies d'émission. A l'inverse pour les sursauts longs le *redshift* (notamment pour les valeurs les plus élevées) est souvent mesuré par raies d'absorption détectés dans le spectre de la rémanence – lorsque l'on se restreint aux mesures par raies d'émission de la galaxie hôte, le *redshift* médian des sursauts longs retombe à $z \gtrsim 0.5$ (e.g. Wanderman & Piran 2010), proche de la valeur médiane des sursauts courts.

1.4.4. Le taux de sursauts

— Sursauts longs —

Taux local. Le taux local de sursauts longs est estimé à $\mathcal{R}_{\text{GRB}_{\text{long}}} \simeq 1 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ (e.g. Wanderman & Piran 2010). A titre de comparaison le taux local de formation d'étoiles vaut $\text{SFR} \simeq 10^{-2} M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ (Schiminovich et al. 2005; Hopkins & Beacom 2006) et le taux de supernovae de type Ib/c (produites par effondrement gravitationnel de coeur d'étoiles de type Wolf-Rayet) vaut $\mathcal{R}_{\text{SN Ib/c}} \simeq 2 \cdot 10^4 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ (Guetta & Della Valle 2007). Les sursauts longs sont donc des évènements bien moins fréquents que les supernovae. On verra cependant (§1.5.4) que l'émission d'un sursaut est vraisemblablement collimatée dans un jet d'angle solide $\Omega \ll 4\pi$: le taux réel de sursauts (prenant en compte ceux ne pointant pas vers nous) serait ainsi bien plus élevé. A titre d'exemple, si tous les sursauts longs sont collimatés dans un jet de demi angle d'ouverture $\theta_j \simeq 5^\circ$ (valeur typique, bien que la mesure de cet angle dans les sursauts est un sujet qui reste encore très débattu, voir §1.5.4), le facteur correctif vaut $2/\theta_j^2 \simeq 2.6 \times 10^2$. Avec un demi-angle d'ouverture de l'ordre de quelques degrés, le taux réel de sursauts longs attendu reste donc très inférieur à celui des SN Ib/c (voir §2.3.1 pour une discussion sur les conditions qui seraient favorables à la formation d'un sursaut long).

Les sursauts longs, un traceur biaisé de l'évolution cosmique de la formation d'étoiles ?

Les sursauts longs, s'ils sont issus de la mort d'étoiles massives, peuvent être utilisés comme un traceur de l'évolution cosmique du taux de formation d'étoiles. En effet, les étoiles de type Wolf-Rayet ont pour parents des étoiles massives, $M \gtrsim 25M_{\odot}$, dont la durée de vie ne dépasse pas quelques millions d'années : à l'échelle de l'histoire de l'Univers (âgé de 1 milliard d'années à $z \simeq 6$ et 100 millions d'années à $z \simeq 30$), on peut donc considérer que l'évènement sursaut gamma suit instantanément la formation de son étoile progénitrice. Les sursauts étant des évènements très brillants, on peut même espérer qu'ils puissent être un moyen (indirect) de détecter les premières étoiles formées dans l'Univers (Mészáros & Rees 2010), enjeu important de la cosmologie.

Cependant des comparaisons entre le taux de formation d'étoiles et le taux de sursauts semblent indiquer que la relation liant ces deux grandeurs est plus complexe qu'une simple relation de proportionnalité (e.g. Daigne et al. 2006; Wanderman & Piran 2010). Le taux de sursauts relativement au taux de formation d'étoiles, tend à augmenter en fonction du *redshift* – en d'autres termes, les étoiles massives de l'Univers plus jeune seraient plus efficaces à produire des sursauts. Ce fait rejoint l'idée que les étoiles massives doivent remplir des conditions particulières pour donner naissance à un sursaut. Parmi les possibilités discutées au §2.3.1 le rôle de la métallicité de l'étoile parent pourrait contribuer à cet effet d'évolution avec le *redshift*.

— Les sursauts courts —

Taux local. Pour les sursauts courts la quantité et la complétude des données sont plus limitées. Le taux local apparent est estimé à $\mathcal{R}_{\text{GRB}_{\text{short}}} \simeq 10 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ (e.g. Nakar et al. 2006; Guetta & Piran 2006; Coward et al. 2012), soit un facteur $\simeq 10$ plus élevé que pour les sursauts longs. Ce taux est beaucoup plus faible que le taux de coalescence de 2 étoiles à neutrons $\mathcal{R}_{\text{NS-NS}} \simeq 200 - 3000 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ (Kalogera et al. 2004; Nakar et al. 2006; Fong et al. 2012), le type de progéniteur le plus envisagé pour les sursauts courts¹⁴. Notons cependant qu'en adoptant un demi-angle d'ouverture « typique » (voir §1.5.4) de 5° à 15° pour la collimation des sursauts courts, le facteur correctif pour obtenir le taux réel vaut $2/\theta_j^2$ (soit de 260 pour $\theta_j = 5^\circ$ à 29 pour $\theta_j = 15^\circ$) et les deux taux deviennent comparables. La discussion est donc sensiblement différente de celle exposée pour les sursauts longs : il ne s'agit plus d'identifier des conditions particulières pour produire un sursaut mais plutôt de comprendre pourquoi la plupart des coalescences, sinon toutes, produisent un sursaut court.

14. La coalescence d'une étoile à neutrons et d'un trou noir est également envisagée; mais on dispose de très peu d'informations sur la population de ce type de binaires compactes.

Evolution avec le *redshift*. Bien qu'il reste difficile de contraindre l'évolution cosmique des sursauts courts, il est d'ores et déjà possible d'exclure un scénario où l'évolution du taux de sursauts courts suivrait celle du taux de formation d'étoiles (Guetta & Piran 2006). Si les sursauts courts sont bien issus de la coalescence de systèmes d'objets compacts, leur taux semble indiquer que le délai entre la formation du système et le sursaut doit être de $\simeq 2 - 4$ Gyr (Nakar et al. 2006; Virgili et al. 2011). Ce délai semble incompatible avec la population observée de binaires galactiques d'étoiles à neutrons : le taux de coalescence estimé à partir de ces observations est en effet dominé par des binaires de courte durée de vie (quelques centaines de millions d'années, Kalogera et al. 2004). Des interprétations de natures différentes ont été proposées pour expliquer ce désaccord :

- La majorité des sursauts courts sont produits par un autre type d'effondrement d'étoiles compactes : e.g. la coalescence d'une binaire étoile à neutrons-trou noir (Nakar et al. 2006) ou l'effondrement d'une étoile à neutrons induit par accréation de matière provenant d'une étoile compagnon liée gravitationnellement (Virgili et al. 2011).
- Une fraction non négligeable des sursauts courts « suit » l'évolution du taux de formation d'étoiles, et seraient donc vraisemblablement liés à la fin de vie des étoiles massives (il y aurait donc deux sous-populations de sursauts courts, Virgili et al. 2011).
- La majorité des binaires d'étoiles à neutrons à longue durée de vie restent indétectables (Nakar et al. 2006).
- Les binaires galactiques d'étoiles à neutrons observées ne sont pas représentatives de la population cosmique (Nakar et al. 2006).

Détection d'un signal d'ondes gravitationnelles : taux attendus. La question du taux intrinsèque de sursauts courts est particulièrement critique pour estimer le taux de détection d'événements de coalescence attendu pour des observatoires d'ondes gravitationnelles tels que *LIGO/VIRGO* en coïncidence (ou non) avec un sursaut gamma (voir par exemple Abadie et al. 2010a; Coward et al. 2012). Lorsque *LIGO* et *VIRGO* seront opérationnels dans leur version augmentée (vers 2015-2016) le taux de détection de sursauts courts¹⁵ par ces deux observatoires (recherche en coïncidence) est estimé à $\simeq 1 \text{ yr}^{-1}$ (Coward et al. 2012). Ce taux pourrait être multiplié par un facteur $\simeq 100$, si l'on prend en compte toutes les coalescences, y compris celles qui ne produisent pas de sursauts courts avec une émission *prompte* pointant vers la Terre (l'émission d'ondes gravitationnelles étant quasi-isotrope). La détection simultanée d'un sursaut court et d'un signal d'ondes gravitationnelles permettrait de renforcer la significativité de ce dernier, tout en tranchant définitivement sur la nature des progéniteurs de sursauts courts (au moins pour une partie d'entre-eux). En l'absence de sursaut gamma détecté, il est toujours possible de rechercher un signal radio en coïncidence spatiale, quelques semaines à quelques mois après la détection d'un signal d'ondes gravitationnelles. Ce signal radio pourrait être :

- La signature de la rémanence tardive (voir la section 2.6 pour une discussion générale sur l'interprétation de la rémanence) d'un sursaut gamma, dont l'émission *prompte* pointait en dehors de la Terre. En effet la rémanence d'un tel sursaut deviendrait faiblement focalisée, et donc potentiellement visible depuis la Terre, lorsque l'éjecta ultra-relativiste responsable de l'émission *prompte* gamma aurait été suffisamment décéléré par le milieu environnant : on parle alors de rémanence « orpheline » (Rhoads 1997). Des candidats pour ce type d'objets ont d'ores et déjà été détectés (Levinson et al. 2002; Gal-Yam et al. 2006). L'identification formelle reste pour l'instant difficile.
- Une émission due à la décélération, par son milieu environnant, de l'éjecta faiblement relativiste (et faiblement focalisé) vraisemblablement produit lors de la coalescence, indépendamment de sa capacité à produire (ou non) un jet ultra-relativiste éventuellement responsable d'un sursaut gamma (Nakar & Piran 2011).

La détection d'un tel signal renforcerait également la significativité d'une détection d'ondes gravitationnelles.

15. En supposant qu'ils sont effectivement issus de la coalescence d'objets compacts.

1.5. Principales contraintes observationnelles : implications théoriques

1.5.1. Principales contraintes observationnelles

Tout modèle théorique se doit de respecter un certains nombre de contraintes « essentielles » imposées par les observations :

- les sursauts ont lieu à distance cosmologique dans des galaxies lointaines.
- les sursauts longs sont associés à l’effondrement gravitationnel d’étoiles massives. Ils ont lieu dans des galaxies formant activement des étoiles et sont associés à des supernovae de type Ib/c.
- l’énergie libérée sous forme de photons gamma est donc colossale ($E_{\gamma, \text{iso}} \simeq 10^{48} \rightarrow 10^{55}$ erg).
- la durée de l’évènement est brève avec des échelles de variabilité extrêmes pouvant atteindre $\simeq 1 - 10$ ms.
- le spectre est non thermique avec une énergie caractéristique $E_p \simeq 100$ keV \rightarrow 1 MeV.
- dans quelques sursauts, le satellite *Fermi* a détecté des photons de haute énergie dépassant 10 GeV.
- les sursauts courts ne sélectionnent pas un type de galaxies en particulier.

Ces différentes contraintes ont des implications directes quant à la physique des sursauts.

1.5.2. Des évènements liés à la formation d’objets compacts.

La forte variabilité observée dans les courbes de lumière impose une taille maximale pour la source : si Δt_{var} est la plus petite échelle de variabilité observée, un argument classique de causalité nous informe que la source ne peut avoir une dimension supérieure à $(c\Delta t_{\text{var}})$. Sachant que des variabilités atteignant quelques millisecondes sont parfois observées, la source ne peut donc avoir une dimension supérieure à quelques centaines de kilomètres. Cette contrainte, ajoutée à celle de l’énergie colossale libérée sous forme de rayonnement gamma $\simeq 10^{51} - 10^{52}$ erg désigne assez naturellement des évènements catastrophiques conduisant à la formation d’objets compacts.

Comme expliqué au §1.4.3 il s’agit très certainement de l’effondrement d’une étoile massive pour les sursauts longs et peut-être de la coalescence d’un système binaire de deux objets compacts pour les sursauts courts.

1.5.3. Nécessité de vitesses ultra-relativistes – problème de compacité.

La contrainte sur la taille de la source (donnée par la plus petite échelle de variabilité observée) combinée à la quantité d’énergie rayonnée dans le domaine gamma (estimée grâce la mesure de *redshift*) impliquent des densités de photons si élevées que la source devrait être opaque au rayonnement gamma et le spectre émis devrait être thermalisé sous forme de corps noir. En effet, au dessus de $m_e c^2 \simeq 511$ keV (énergie de masse de l’électron), les photons gamma, lors d’une rencontre frontale, s’annihilent par la réaction $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$. Cependant les spectres observés sont bel et bien non thermiques avec une contribution à haute énergie pouvant atteindre la dizaine de GeV. Cette apparente contradiction entre les observations et la théorie est souvent appelée le « problème de compacité ».

La théorie peut être réconciliée avec les observations en supposant que la source émettrice se déplace à une vitesse ultra-relativiste ; cette idée fut initialement proposée par Rees (1966). En effet, la focalisation relativiste permet de rendre les photons quasi-parallèles entre eux, limitant ainsi fortement l’efficacité des interactions $\gamma\gamma$.

Ce contexte théorique permet donc d’estimer un facteur de Lorentz minimum Γ_{min} pour chaque sursaut observé (si la distance est connue), valeur minimale permettant d’assurer un régime de transparence pour l’émission gamma : pour un sursaut typique cette contrainte impose que la source soit en mouvement ultra-relativiste avec un facteur de Lorentz minimum $\Gamma_{\text{min}} \gtrsim 100$ (Lithwick & Sari 2001). Je propose au chapitre 4 une discussion détaillée de cette contrainte à la lumière des résultats de *Fermi*.

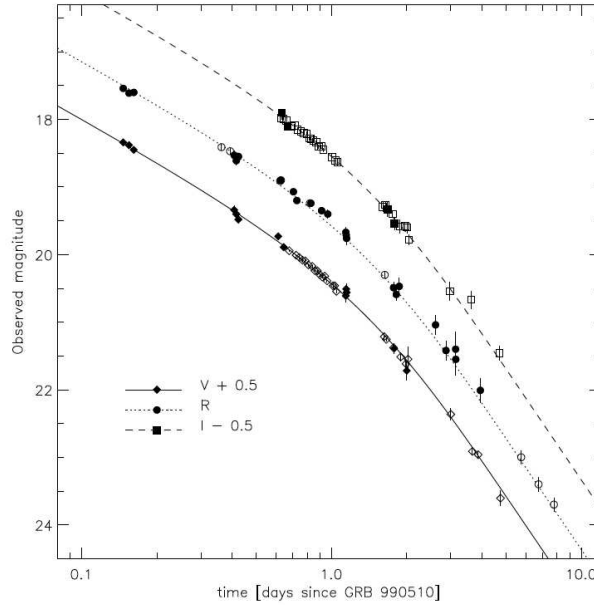


FIGURE 1.22.: **Rémanence de GRB 990510 – exemple de cassure achromatique.** [origine : [Harrison et al. \(1999\)](#)]

1.5.4. Forte suspicion de jet.

Si l'on suppose que l'émission de la source centrale est isotrope, les énergies rayonnées déduites des observations sont colossales. Cette énergie peut atteindre $E_{\gamma, \text{iso}} \simeq 10^{54} - 10^{55}$ erg dans les cas les plus extrêmes (GRB 080916C détient actuellement le record avec $E_{\gamma, \text{iso}} \simeq 8.8 \cdot 10^{54}$ erg, 3 ordres grandeurs au-dessus de l'énergie cinétique d'une supernova) : aucun modèle ne permet d'atteindre de telles énergies. Une solution permettant de surmonter cette difficulté consiste à supposer que la source ultra-relativiste est collimatée sous forme de jet : plusieurs modèles proposent des scénarios pour la genèse d'un jet ultra-relativiste à partir d'un système initial impliquant un disque d'accrétion en rotation autour d'un trou noir (voir Sect. 2.3). A titre d'exemple, pour deux jets émis (de manière bipolaire) dans un cône de demi-ouverture $\theta_j = 5^\circ$, et d'angle solide $\Omega = 2\pi(1 - \cos(\theta_j)) \simeq \pi\theta_j^2$, le facteur correctif entre l'énergie isotrope équivalente et l'énergie réelle vaut $E_{\text{reel}}/E_{\text{iso}} = 2\Omega/4\pi \simeq \theta_j^2/2 \simeq 4 \cdot 10^{-3}$.

D'un point de vue observationnel, l'idée d'une émission collimatée dans un cône est également soutenue par le comportement tardif de la rémanence. En effet, une telle géométrie doit produire une cassure achromatique (ou « *jet-break* ») dans la courbe de lumière (voir Sect. 2.6 pour une explication théorique à ce sujet). De telles cassures ont été observées dans plusieurs cas ; par exemple pour GRB 990510, du domaine visible au domaine infrarouge (voir Fig. 1.22). Concernant les sursauts longs les mesures de demi-angle d'ouverture obtenues par cette méthode se répartissent sur un intervalle $\sim 2^\circ - 20^\circ$ avec une médiane à 7° ([Fong et al. 2012](#)). Pour les sursauts courts les données restent peu nombreuses et plus incomplètes : certains sursauts courts semblent avoir des demi-angles d'ouverture similaires à ceux des sursauts longs ($\simeq 7^\circ$ pour GRB 051221A, [Soderberg et al. 2006](#); [Burrows et al. 2006](#); $\simeq 3 - 8^\circ$ pour GRB 111020A, [Fong et al. 2012](#)), tandis que d'autres semblent avoir des demi-angles sensiblement plus élevés ($\gtrsim 25^\circ$ pour GRB 050724A, [Grupe et al. 2006](#); [Burrows et al. 2006](#); voir également la dizaine de sursauts courts traités par [Coward et al. 2012](#)). Les premières estimations ou limites inférieures (si aucune cassure n'est détectée dans la rémanence) indiquent donc que la distribution des demi-angles d'ouverture pour les sursauts courts pourrait être plus étalée avec une médiane plus élevée. Cette idée est également motivée d'un point de vue théorique : le jet formé dans les sursauts longs subit un effet de collimation, lorsqu'il perfore l'enveloppe de l'étoile en effondrement, avant de pouvoir s'étendre plus librement dans le milieu circum-stellaire. Un tel effet collimateur ne s'appliquerait pas aux sursauts courts, si ces derniers sont effectivement issus de la coalescence de

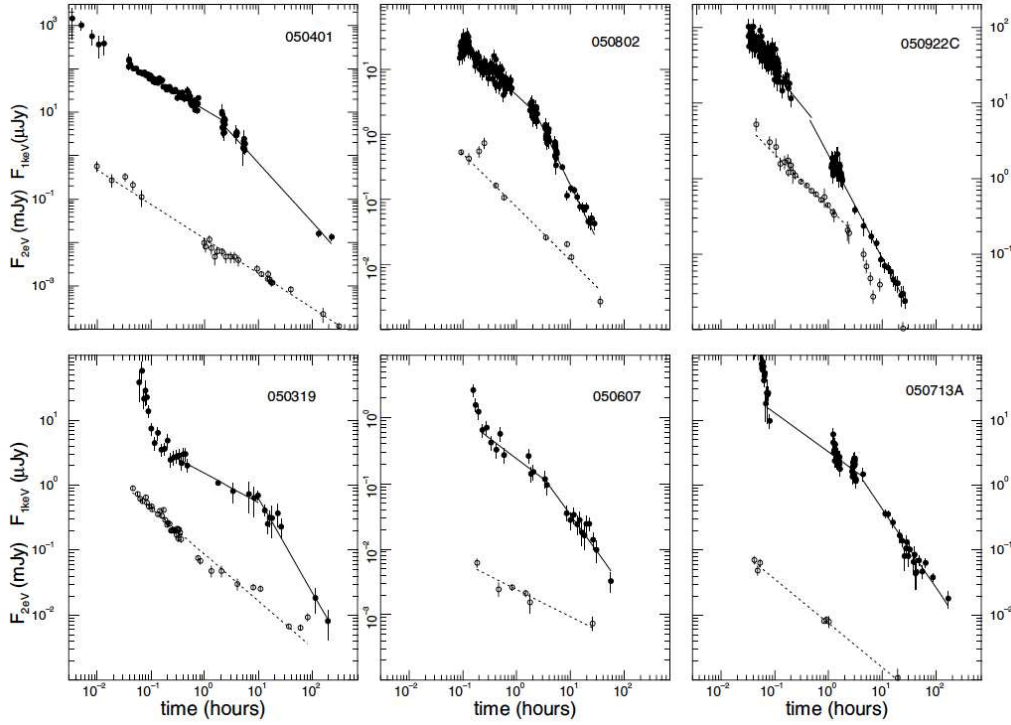


FIGURE 1.23.: **Exemples de rémanences avec une cassure chromatique.** Depuis le lancement de *Swift* en 2004, des cassures chromatiques sont observées dans la rémanence de nombreux sursauts – dans les six cas présentés ici, les cassures observées en X ne sont pas visibles dans le domaine optique. Ceci remet en cause la véracité des cassures achromatiques pré-*Swift* observées dans des bandes spectrales souvent proches. [origine : Panaitescu et al. (2006)]

deux objets compacts (e.g. Ruffert & Janka 1999; Rosswog & Ramirez-Ruiz 2002; Aloy et al. 2005; Rezzolla et al. 2011).

Néanmoins ces estimations de demi-angles d'ouverture dépendent du modèle adopté pour l'interprétation de la rémanence. Les estimations évoquées ci-dessus sont obtenues dans le cadre du modèle « standard » avec de plus certaines hypothèses sur la nature du milieu extérieur et la microphysique du choc. De plus, depuis le lancement de *Swift*, l'interprétation de certaines de ces cassures par un *jet-break* a été remise en cause :

- Bien souvent, lorsque des observations sont disponibles sur un plus large domaine spectral – typiquement en optique et en X – les cassures, à différentes fréquences, ne sont plus observées au même moment (voir Fig. 1.23).
- Certaines de ces cassures pourraient simplement correspondre à la fin de la phase précoce de plateau (voir §1.4.2).

La mesure de l'angle d'ouverture du jet par identification de cassures dans la rémanence tardive des sursauts reste donc sujette à caution.

Chapitre 2.

Discussion autour du scénario standard

Sommaire

2.1. Schéma global	36
2.2. Bilan énergétique global – efficacité	36
2.3. Moteur central - Ejection relativiste	40
2.3.1. Progéniteur	40
2.3.2. Problème de la pollution baryonique	40
2.3.3. Annihilation $\nu\bar{\nu}$.	41
2.3.4. Médiation magnétique	41
2.4. Accélération de l'écoulement – Rayon de transparence	42
2.4.1. Rayon photosphérique	42
2.4.2. Accélération thermique	43
2.4.3. Accélération magnétique	43
2.5. Émission <i>prompte</i>	45
2.5.1. Contraction relativiste de l'information	45
2.5.2. Chocs internes	45
2.5.3. Reconnexion magnétique.	47
2.5.4. Emission photosphérique	48
2.6. Émission rémanente.	50
2.6.1. L'environnement extérieur	50
2.6.2. Dynamique du freinage	51
2.6.3. Modèle du choc avant	52
2.6.4. Modèle du choc en retour	53
2.7. Les chocs non collisionnels : une physique complexe	53

Durant ces 15 dernières années (depuis la preuve formelle, fournie par *BeppoSAX*, de l'origine cosmologique des sursauts), différents développements théoriques ont progressivement mené à la constitution d'un « scénario standard ». Il ne s'agit pas d'un modèle standard au sens de la physique des particules, mais plutôt d'un schéma global, d'un cadre de travail, sur lequel une grande partie de la communauté scientifique s'accorde ; mais chaque étape du scénario fait toujours, de nos jours, l'objet d'intenses débats. Ce scénario standard repose sur l'émission d'un jet de matière ultra-relativiste, au préalable produit suite à la formation d'un objet compact. En raison des petites échelles de variabilité observées dans les courbes de lumière gamma ($\lesssim 10$ ms), l'émission *prompte* doit être produite par des mécanismes internes au jet (sans intervention du milieu extérieur), tandis que l'émission rémanente est attribuée à la décélération du jet relativiste par le milieu environnant.

2.1. Schéma global

La figure 2.1 schématise les principales phases d'un sursaut gamma dans le cadre standard.

1. Formation du moteur central (disque d'accrétion autour d'un trou noir), suite à l'effondrement d'une étoile massive ou la coalescence d'une binaire compacte.
2. Le jet de matière, produit par le moteur central, est accéléré à des facteurs de Lorentz supérieurs à 100.
3. L'éjecta devient transparent au rayonnement ; une émission quasi-thermique peut éventuellement être libérée (on parle d'émission photosphérique).
4. Dissipation interne d'énergie au sein du jet (sans intervention du milieu extérieur). Des particules accélérées durant cette phase émettent le rayonnement gamma de l'émission *prompte*.
5. Un choc en retour se propage dans l'éjecta relativiste lorsque le freinage du jet relativiste par le milieu extérieur devient significatif.
6. Une discontinuité de contact se forme à l'interface entre l'éjecta traversé par le choc en retour et le milieu extérieur choqué.
7. Un choc avant externe balaye le milieu extérieur. L'énergie dissipée durant cette phase de décélération est responsable de l'émission rémanente.
8. Lorsque le facteur de Lorentz a suffisamment diminué, l'expansion latérale du jet devient significative et l'éjecta tend vers un régime non relativiste.

Chaque étape est discutée plus en détails dans les paragraphes suivants.

Remarque préliminaire : Durant la suite de ce manuscrit, les facteurs de Lorentz macroscopiques considérés étant très supérieurs à l'unité, on adoptera pour la vitesse v du fluide l'approximation :

$$\beta = \frac{v}{c} \simeq 1 - \frac{1}{2\Gamma^2} \quad (2.1)$$

2.2. Bilan énergétique global – efficacité

La question du bilan énergétique global est un point central de la physique des sursauts. Lors de la formation d'un objet compact stellaire, une grande quantité d'énergie gravitationnelle est libérée ($\simeq 10^{54}$ erg). Mais ce réservoir d'énergie ne peut pas être directement converti en rayonnement gamma. Pour un scénario donné, à chaque grande étape, des facteurs d'efficacité doivent être pris en compte. La table 2.1 donne une estimation des réservoirs d'énergies disponibles en fonction des principales caractéristiques des différents types de progéniteurs attendus, c'est à dire l'effondrement d'une étoile massive en trou noir (collapsar), la coalescence de deux étoiles à neutrons (NS-NS), la coalescence d'un trou noir et d'une étoile à neutrons (NS-BH), la formation d'un magnétar.

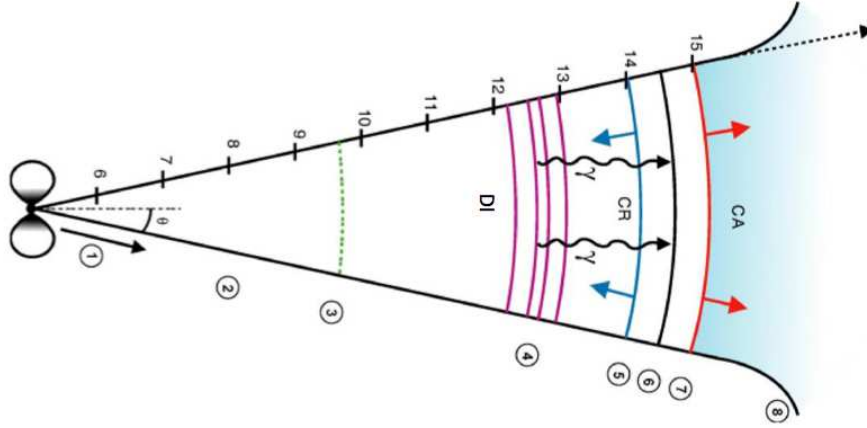


FIGURE 2.1.: **Schéma du scénario théorique proposé pour les sursauts gamma.** Le logarithme de la distance (en mètres) par rapport à la source centrale est indiqué sur le bord supérieur du jet.

	Collapsar	Merger	Magnétar
M_{co}	$5 \rightarrow 15 M_{\odot}$	$2.5 \rightarrow 10 M_{\odot}$	$1.5 M_{\odot}$
rotation	$a = 0.2 \rightarrow 0.8$	$a = 0.5 \rightarrow 1$	$P \simeq 1 \text{ ms}$
E_{rot}	$\lesssim 5.2 \times 10^{54} (M/10 M_{\odot}) \text{ erg}$	$\lesssim 2.6 \times 10^{54} (M/5 M_{\odot}) \text{ erg}$	$2 \times 10^{52} \text{ erg } (P/1 \text{ ms})^{-2}$
M_{disk}	$\gtrsim 10 M_{\odot}$	$10^{-3} \rightarrow 0.1 M_{\odot}$	$1 M_{\odot} ?$
E_{acc}	$\lesssim 8 \times 10^{54} (M_{\text{disk}}/10 M_{\odot}) \text{ erg}$	$\lesssim 8 \times 10^{52} (M_{\text{disk}}/0.1 M_{\odot})$	$\lesssim 4 \times 10^{53} \text{ erg}$

TABLE 2.1.: Réservoirs d'énergie disponible pour les différents types de progéniteurs.

La nature (trou noir, ou étoile à neutrons pour le scénario magnétar), la masse M_{co} et la vitesse de rotation initiales de l'objet compact formé vont déterminer l'énergie de rotation E_{rot} disponible. Pour un trou noir, elle vaut $E_{\text{rot}} = f(a)M_{\text{co}}c^2$, $a = Jc/GM_{\text{co}}^2 = 0 \rightarrow 1$ et $f(a)$ croît de $f(0) = 0$ (pas de rotation) à $f(1) = 0.29$ (rotation maximale). Pour une étoile à neutrons de compacité $GM_{\text{co}}/Rc^2 = 0.2$, l'énergie de rotation vaut $E_{\text{rot}} \simeq 4 \times 10^{-2} (P_{\text{K}}/P)^2 M_{\text{co}}c^2$, où P est la période de rotation et P_{K} est la période képlérienne à la surface de l'étoile (valeur maximale de P). En principe la totalité de l'énergie de rotation peut être extraite, par le mécanisme de [Blandford & Znajek \(1977\)](#) pour un trou noir et par l'effet pulsar pour une étoile à neutrons. La nature de l'objet central et la masse du disque M_{disk} vont déterminer l'énergie $E_{\text{acc}} = \eta_{\text{acc}}M_{\text{disk}}c^2$ que l'on peut extraire par accrétion. Pour un trou noir η_{acc} varie de 0.06 pour $a = 0$ (pas de rotation) à $a = 0.42$ (rotation maximale) (e.g. [Shapiro & Teukolsky 1983](#)). Pour une étoile à neutrons η_{acc} vaut $\simeq 0.1(2 - P_{\text{K}}/P)^2$ (e.g. [Sunyaev 2001](#)).

Au total le réservoir d'énergie disponible E_{source} est considérable mais varie cependant notablement selon le progéniteur envisagé, de quelques 10^{52} à quelques 10^{54} erg.

— Efficacité du processus d'éjection —

La première étape critique est la formation initiale de l'écoulement (section 2.3) qui nécessite de déposer une grande quantité d'énergie dans une masse de baryons très faible. L'énergie $E_{\text{flow},0}$ déposée dans cet écoulement est une fraction η_{ej} de l'énergie disponible E_{source} . Cette efficacité η_{ej} dépend du processus d'éjection : elle est très faible pour une éjection poussée par l'annihilation $\nu\bar{\nu}$ (voir §2.3.3) et est attendue beaucoup plus élevée pour les mécanismes magnétiques (voir §2.3.4) : voir table 2.2. Notons en toute rigueur que l'annihilation $\nu\bar{\nu}$ ne peut extraire que le réservoir E_{acc} , ce qui diminue encore l'efficacité.

	thermique ($\nu\bar{\nu}$)	magnétique
η_{ej}	$\lesssim 0.01$	$0.1 \rightarrow 1$

TABLE 2.2.: Efficacité du processus d'éjection.

L'énergie peut être déposée dans l'écoulement sous forme thermique (fraction ϵ_{th}) ou magnétique. On a alors :

$$E_{flow,0} = E_{flow,0}^{th} + E_{flow,0}^{mag}, \quad (2.2)$$

avec $E_{flow,0}^{th} = \epsilon_{th} E_{flow,0}$ et $E_{flow,0}^{mag} = (1 - \epsilon_{th}) E_{flow,0}$. Les deux cas extrêmes correspondent à une magnétisation initiale nulle ($\epsilon_{th} = 1$, « *fireball* ») ou une éjection purement électromagnétique ($\epsilon_{th} = 0$, Lyutikov & Blandford 2003). Des situations intermédiaires sont bien sûr possibles et même probables.

La phase d'accélération du jet (section 2.4) est moins critique du point de vue du budget énergétique, l'énergie totale du système étant globalement conservée (évolution adiabatique). Pendant cette phase d'accélération, une fraction de l'énergie thermique et/ou de l'énergie magnétique doit être convertie en énergie cinétique. Il peut également y avoir une conversion d'énergie magnétique en énergie thermique par reconnexion magnétique. A la fin de l'accélération, à un rayon R_{acc} qui sera défini à la section 2.4, il y a donc trois réservoirs d'énergie, thermique $E_{flow,acc}^{th}$, magnétique $E_{flow,acc}^{mag}$ et cinétique $E_{flow,acc}^{kin}$:

$$E_{flow,0} = E_{flow,acc}^{th} + E_{flow,acc}^{mag} + E_{flow,acc}^{kin}. \quad (2.3)$$

Le poids relatif des ces trois réservoirs varie selon les processus d'éjection et d'accélération. On définit la magnétisation de l'éjecta à la fin de la phase d'accélération par

$$\sigma = E_{flow,acc}^{mag} / E_{flow,acc}^{kin}. \quad (2.4)$$

La fraction $E_{flow,acc}^{th} / E_{flow,0}$ est faible (sinon l'accélération ne serait pas terminée), mais a priori non nulle ce qui aura son importance lorsque nous discuterons l'émission photosphérique (voir chapitre 6). En l'absence de processus dissipatif (ondes de choc, reconnexion) et de freinage par le milieu extérieur, l'éjecta une fois accéléré évolue avec des réservoirs cinétique et magnétique à peu près constants, alors que le réservoir thermique continue à décroître par expansion adiabatique ($E_{flow}^{th} \propto R^{-2/3}$).

— Efficacité de la dissipation interne responsable de l'émission *prompte* —

La seconde étape critique est la conversion de l'énergie du jet ultra-relativiste en rayonnement (principalement dans le domaine gamma), à grande distance de la source centrale (section 2.5). L'efficacité de la conversion des trois réservoirs d'énergie en rayonnement est définie par

$$\eta_\gamma = \frac{E_{rad}}{E_{flow,0}} = \begin{cases} \eta_{rad} \times \eta_{diss} & \text{pour l'émission photosphérique} \\ \eta_{rad} \times \epsilon_e \times \eta_{diss} & \text{pour les chocs internes et la reconnection magnétique} \end{cases}, \quad (2.5)$$

où E_{rad} est l'énergie totale rayonnée pendant la phase *prompte*. Comme l'émission gamma au MeV semble la composante dominante, on a $E_{rad} \gtrsim E_\gamma$. L'efficacité radiative η_{rad} et l'efficacité dissipative η_{diss} dépendent du mécanisme dominant pendant la phase *prompte*. Les trois principales possibilités sont discutées ci-dessous :

- La composante thermique est libérée sous forme de rayonnement à la photosphère. L'efficacité radiative vaut $\eta_{rad} = 1$ (toute l'énergie interne disponible à la photosphère est rayonnée), mais du fait l'expansion adiabatique le réservoir disponible ne vaut qu'une fraction $\eta_{diss} = (R_{ph}/R_{acc})^{-2/3}$ de l'énergie $E_{flow,acc}^{th}$ (voir section 6.2). Le rayon R_{ph} de la photosphère sera estimé section 2.4.
- La composante cinétique peut être dissipée par des chocs internes (§2.5.2) uniquement si l'écoulement est faiblement magnétisé à la fin de l'accélération (i.e. $\sigma \lesssim 1$). La fraction η_{diss} de l'énergie cinétique qui peut être extraite dépend de l'amplitude des fluctuations du facteur de Lorentz

	photosphère	chocs internes	reconnexion magnétique
η_{diss}	$(R_{\text{ph}}/R_{\text{acc}})^{-2/3} \simeq 10^{-3} - 0.3$	$\simeq 0.1 - 0.2$	$\lesssim 0.5$
ϵ_e	-	$\lesssim 1/3$	$\lesssim 1$
η_{rad}	1	$\simeq 1$	$\simeq 1$
$\eta_\gamma = \eta_{\text{diss}}\epsilon_e\eta_{\text{rad}}$	$(R_{\text{ph}}/R_{\text{acc}})^{-2/3} \simeq 10^{-3} - 0.2$	$0.03 - 0.07$	$\lesssim 0.5$

TABLE 2.3.: Efficacité du mécanisme de dissipation interne responsable de l'émission *prompte*.

(§2.5.2). Seul une fraction ϵ_e de cette énergie dissipée est injectée dans des électrons relativistes (voir §2.7). Pour pouvoir reproduire la variabilité à courte échelle dans la courbe de lumière, ces électrons doivent forcément rayonner avec une grande efficacité radiative η_{rad} .

- La composante magnétique peut être dissipée par reconnexion (§2.5.3). L'efficacité η_{diss} est potentiellement très élevée. Les détails du processus sont très mal connus mais il est possible qu'une grande fraction de cette énergie dissipée soit injectée dans les électrons. Comme pour les chocs internes, ces électrons doivent être radiativement efficaces pour expliquer la variabilité observée.

Des scénarios combinant une émission photosphérique et une dissipation cinétique ou magnétique sont a priori envisageables. Par contre les mécanismes de dissipation magnétique et cinétique s'excluent l'un l'autre : si la composante magnétique domine, la formation de chocs internes est inhibée (Mimica & Aloy 2010; Narayan et al. 2011).

— Géométrie de l'éjecta —

L'éjecta relativiste des sursauts est vraisemblablement focalisé (voir §1.5.4). L'énergie réellement rayonnée E_{rad} doit donc être corrigée par rapport à l'énergie apparente mesurée $E_{\text{rad,iso}}$ d'un facteur

$$\eta_b = 1 - \cos \theta_j \simeq \theta_j^2/2 \simeq 4 \cdot 10^{-3} (\theta_j/5^\circ)^2, \quad (2.6)$$

où $\theta_j \leq \pi/2$ est le demi-angle d'ouverture du jet (en supposant qu'un contre-jet est également émis par la source centrale).

— Bilan total —

Au final, en prenant en compte toutes les efficacités mentionnées ci-dessus, on obtient

$$E_{\text{source}} = \frac{\eta_b}{\eta_\gamma \eta_{\text{ej}}} E_{\text{rad,iso}}. \quad (2.7)$$

Plusieurs situations sont donc possibles :

- Scénario photosphérique : si le champ magnétique joue un rôle négligeable et que l'émission photosphérique est dominante, l'efficacité η_{ej} est faible (annihilation $\nu\bar{\nu}$) mais l'efficacité dissipative η_γ peut être très élevée. Le bilan est donc

$$E_{\text{source}} = 2 \times 10^{52} \text{ erg} \left(\frac{\eta_\gamma}{0.2} \right)^{-1} \left(\frac{\eta_{\text{ej}}}{0.01} \right)^{-1} \left(\frac{\eta_b}{0.004} \right) \left(\frac{E_{\text{rad,iso}}}{10^{52} \text{ erg}} \right).$$

- Scénario magnétique : si la magnétisation initiale est très élevée, toutes les efficacités sont potentiellement assez élevées, ce qui conduit à

$$E_{\text{source}} = 2 \times 10^{50} \text{ erg} \left(\frac{\eta_\gamma}{0.5} \right)^{-1} \left(\frac{\eta_{\text{ej}}}{0.5} \right)^{-1} \left(\frac{\eta_b}{0.004} \right) \left(\frac{E_{\text{rad,iso}}}{10^{52} \text{ erg}} \right).$$

Malheureusement ce scénario, le plus « économique », reste très incertain puisque les détails des mécanismes ne sont pas connus.

- Scénario « chocs internes » : dans le cas le plus favorable d’une accélération magnétique, l’efficacité η_{ej} peut être assez élevée, mais l’efficacité dissipative η_γ est par contre faible, d’où

$$E_{\text{source}} = 2 \times 10^{51} \text{ erg} \left(\frac{\eta_\gamma}{0.05} \right)^{-1} \left(\frac{\eta_{ej}}{0.5} \right)^{-1} \left(\frac{\eta_b}{0.004} \right) \left(\frac{E_{\text{rad,iso}}}{10^{52} \text{ erg}} \right).$$

L’efficacité totale est donc très différente d’un scénario à l’autre mais dans tous les cas, les réservoirs d’énergie disponible au niveau de la source centrale semblent suffisants (voir table 2.1), sauf peut-être pour les magnétars dans le cas des sursauts les plus brillants.

2.3. Moteur central - Ejection relativiste

2.3.1. Progéniteur

— Effondrement d’une étoile massive – collapsar —

Comme expliqué en Sect. 1.4.3 le progéniteur des sursauts longs est très probablement un *collapsar*, l’effondrement gravitationnel d’une étoile massive de type Wolf-Rayet (e.g. MacFadyen & Woosley 1999). Cet événement donnerait naissance au « moteur central » du sursaut : un disque d’accrétion épais en rotation rapide autour d’un trou noir de masse stellaire.

Comme on l’a vu au §1.4.4, le taux des sursauts longs est vraisemblablement très inférieur à celui des SNIb/c. Il faut donc qu’une étoile massive en fin de vie remplissent des conditions particulières pour produire un sursaut gamma – deux propriétés pourraient être particulièrement favorables :

- La conservation d’un grand moment angulaire, ce qui a tendance à défavoriser les étoiles à forte métallicité qui, arrivées en fin de vie, perdent une grande partie de leur moment angulaire via des vents stellaires intenses (e.g. Woosley & Heger 2006).
- Une enveloppe stellaire de faible masse pour faciliter la sortie du jet responsable du sursaut gamma (e.g. Bromberg et al. 2011).

Ces deux points sont dans une certaine mesure contradictoires et la configuration nécessaire à la formation d’un sursaut long reste une question très ouverte.

— Coalescence d’une étoile à neutrons avec une autre étoile à neutrons ou un trou noir —

Dans le cas des sursauts courts, de manière plus incertaine, l’événement déclencheur pourrait être la coalescence d’une binaire compacte (2 étoiles à neutrons ou 1 étoile à neutrons + 1 trou noir, e.g. Rosswog et al. 1999).

— Formation d’un magnétar —

Un modèle alternatif (à la fois pour les sursauts longs et courts) également très étudié invoque la formation d’un *proto-magnétar* (Usov 1992; Metzger et al. 2011) – étoile à neutrons fortement magnétisée, avec un moment angulaire initialement très élevé. Ce type d’objet pourrait être produit par : l’effondrement gravitationnel d’une étoile massive ; l’effondrement gravitationnel d’une naine blanche induit par accrétion de matière provenant d’une étoile compagnon (au lieu d’une explosion nucléaire, Nomoto & Kondo 1991) ; la coalescence de deux naines blanches (e.g. Yoon et al. 2007), ou même peut-être de deux étoiles à neutrons (Gao & Fan 2006). Cependant, ce scénario a le désavantage de produire un moteur central disposant d’un réservoir d’énergie plus faible (voir section 2.2).

2.3.2. Problème de la pollution baryonique

La matière accrétée par l’objet compact nouvellement formé doit être ensuite partiellement convertie en un (double) jet de matière collimaté le long de l’axe de rotation du système. Ce jet se compose d’un plasma chaud et/ou fortement magnétisé qui est opaque au rayonnement (la matière, le rayonnement

et l'éventuelle composante magnétique sont fortement couplés). En s'éloignant de la source centrale, ce plasma rentre dans une phase d'expansion adiabatique et son énergie thermique et/ou¹ son énergie magnétique sont efficacement converties en énergie cinétique macroscopique. L'éjecta peut ainsi atteindre une vitesse ultra-relativiste : le facteur de Lorentz maximal (dans le cas d'une accélération efficace) est de l'ordre de $\Gamma_\infty \simeq \eta = E_{\text{th},0}/Mc^2$ (resp. $\Gamma_\infty \simeq \sigma_0 = E_{\text{mag},0}/Mc^2$), où $E_{\text{th},0}$ (resp. $E_{\text{mag},0}$) est l'énergie initiale sous forme thermique (resp. magnétique), M la masse de matière contenue dans le plasma et η (resp. σ_0) représente le degré de pureté baryonique. On constate immédiatement qu'un facteur de Lorentz élevé ($\Gamma_\infty \gg 1$) implique nécessairement que $\eta \gg 1$ (resp. $\sigma_0 \gg 1$); en d'autres termes le moteur central doit être capable de déposer une grande quantité d'énergie dans relativement peu de matière (pour $E_{\text{flow},0} \simeq 10^{51}$ erg et $\Gamma_\infty \simeq 100$, la masse de matière éjectée doit valoir $M \simeq 6 \cdot 10^{-6} M_\odot$). Il s'agit d'une contrainte très forte et les détails d'un mécanisme pouvant produire un plasma si pauvre en baryons (on parle souvent du problème de la pollution baryonique) ne sont toujours pas clairs. Actuellement les deux grands mécanismes proposés pour générer un écoulement pauvre en baryons sont :

- L'annihilation de neutrinos et anti-neutrinos $\nu\bar{\nu}$ émis par un disque d'accrétion dense et chaud ; mécanisme qui permet de produire une composante thermique $E_{\text{th},0}$.
- La médiation de lignes de champ ancrées soit dans le disque d'accrétion, soit directement dans un trou noir en rotation rapide (trou noir de Kerr) ; mécanisme qui permet de produire une composante magnétique $E_{\text{mag},0}$.

2.3.3. Annihilation $\nu\bar{\nu}$.

Une première méthode pour produire un jet pauvre en baryons repose sur un mécanisme de chauffage du plasma par annihilation neutrinique (Popham et al. 1999; Zalamea & Beloborodov 2011). En effet le disque d'accrétion, produit à la suite d'un effondrement de cœur stellaire ou d'une coalescence d'objets compacts, est tellement chaud et dense que le principal mécanisme de refroidissement devient l'émission de neutrinos (ν) et anti-neutrinos ($\bar{\nu}$)². Bien que la section efficace d'interaction faible soit très réduite, les densités considérées sont très élevées et une fraction non négligeable (quelques pourcents) de ces paires $\nu\bar{\nu}$ fraîchement produites peuvent en retour s'annihiler aux environs du moteur central, par la réaction $\nu + \bar{\nu} \rightarrow e^- + e^+$. La configuration géométrique est notamment favorable à une limitation de la pollution baryonique, car l'annihilation se fait préférentiellement le long de l'axe de rotation du système, justement là où la densité de matière est plus faible (Mochkovitch et al. 1993). Contrairement aux processus fondés sur une médiation magnétique (voir paragraphe suivant), l'annihilation $\nu\bar{\nu}$ est un mécanisme qui peut être modélisé en détails et se calculer quasi-entièrement à partir des premiers principes de la physique (Zalamea & Beloborodov 2011).

2.3.4. Médiation magnétique

Dans une seconde famille de mécanismes proposés pour l'injection initiale d'énergie dans l'écoulement, c'est le champ magnétique qui joue un rôle central.

Dans le modèle de Blandford & Payne (1982), le champ magnétique du disque est fortement amplifié ($B \gtrsim 10^{15}$ G) par un effet de rotation différentielle : une fraction de l'énergie du disque est alors extraite par émission d'un vent fortement magnétisé. Si l'énergie magnétique est ensuite efficacement convertie en énergie cinétique, durant la phase d'accélération (voir la section suivante), il est ainsi possible d'obtenir un jet ultra-relativiste de facteur de Lorentz $\Gamma_\infty \simeq \sigma_0$. Cependant, pour que le vent généré par le processus de Blandford & Payne (1982) soit très fortement magnétisé ($\sigma_0 \gtrsim 100$), les contraintes sur les propriétés du disque sont assez sévères : sa température ne doit pas dépasser $kT \lesssim 2$ MeV et

1. Actuellement dans tous les modèles traitant explicitement la phase d'accélération du jet relativiste, l'écoulement initial est considéré être essentiellement dominée, soit par sa composante thermique, soit par sa composante magnétique. Une situation hybride serait peut-être plus réaliste mais également plus complexe à étudier.

2. Le mécanisme dominant est la capture d'électrons par des protons $p + e^- \rightarrow n + \nu$ et de positrons par des neutrons $n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}$ (Chen & Beloborodov 2007).

les lignes de champ magnétique doivent avoir une orientation quasi-verticale par rapport au plan du disque (Daigne & Mochkovitch 2002a). Dans une version différente du modèle, Narayan et al. (1992) ont proposé que le champ magnétique amplifié soit dissipé par reconnexion (voir §2.5.3) : l'énergie magnétique est ainsi convertie en énergie thermique dans une région très proche de la source centrale (on retrouve alors un écoulement dominé par sa composante thermique comme pour le processus d'annihilation $\nu\bar{\nu}$).

Dans un second mécanisme proposé par Blandford & Znajek (1977), c'est l'énergie cinétique de rotation du trou noir nouvellement formé qui est directement extraite par l'intermédiaire des lignes de champ magnétique qui y sont ancrées (voir par exemple Lee et al. 2000). Ce second mécanisme, par rapport à celui de Blandford & Payne (1982), a l'avantage de pouvoir plus naturellement limiter la pollution baryonique (i.e. $\sigma_0 \gg 1$) de l'écoulement généré.

Notons que ces deux mécanismes ne s'excluent pas : il est par exemple possible d'imaginer une situation (e.g. Daigne & Mochkovitch 2002a) où un vent faiblement relativiste généré par le processus de Blandford & Payne (1982) forcerait la collimation progressive d'un jet central produit par le mécanisme de Blandford & Znajek (1977), et faciliterait ainsi la conversion de l'énergie magnétique du jet en énergie cinétique (voir §2.4.2). En contrepartie cette interaction pourrait également représenter un risque de pollution baryonique additionnelle pour le jet central.

2.4. Accélération de l'écoulement – Rayon de transparence

Une fois l'écoulement éjecté par le moteur central, il est nécessaire qu'il soit efficacement accéléré par conversion de son énergie thermique $E_{\text{th},0}$ ou magnétique $E_{\text{mag},0}$ en énergie cinétique E_{kin} , jusque des vitesses ultra-relativistes. En effet, la contrainte de compacité (voir §1.5.3) impose, dans la plupart des sursauts observés, que le facteur de Lorentz de l'écoulement soit au-dessus d'une valeur minimum $\Gamma > \Gamma_{\text{min}} \simeq 100$ (e.g. Baring & Harding 1997). Le rayon d'accélération R_{acc} est défini comme le rayon auquel cette phase d'accélération est terminée et l'écoulement a atteint son facteur de Lorentz final. Ce rayon sera estimé au §2.4.2 dans le cas le plus simple d'une accélération purement thermique. Les autres modèles d'accélération ne sont pas suffisamment aboutis pour fournir un ordre de grandeur robuste : ils tendent néanmoins à montrer que l'accélération est plus lente que pour un processus thermique, donnant ainsi des rayons R_{acc} plus élevés (dans la version la plus simple des modèles magnétiques, le facteur de Lorentz croît comme $\Gamma \propto R^{1/3}$).

Pour préciser que l'écoulement est focalisé, on parle souvent de « jet ». Cependant il ne s'agit pas d'un jet continu comme représenté sur la figure 2.1, mais plutôt (déjà au niveau de la photosphère) d'une coquille très fine. A titre d'exemple, au début de la décélération, le rayon vaut typiquement $R_{\text{dec}} \simeq 10^{16} - 10^{17}$ cm, tandis que la largeur de l'écoulement, qui peut être estimée par la durée de l'émission *prompte* t_{prompt} , reste limitée à $\Delta_{\text{jet}} \simeq ct_{\text{prompt}} \simeq 3 \cdot 10^{11} (t_{\text{prompt}}/10 \text{ s})$ cm.

2.4.1. Rayon photosphérique

L'écoulement est initialement optiquement très épais (matière couplée au rayonnement) et ne deviendra transparent que lorsqu'il se sera suffisamment dilué, au niveau de la photosphère. La photosphère n'est pas rigoureusement une surface de géométrie sphérique : la région de dernière diffusion a une certaine épaisseur, et sa forme dépend de la ligne de visée considérée – plus on s'écarte de la ligne de visée, plus le rayon moyen de dernière diffusion augmente³ (voir par exemple l'étude détaillée de Pe'er 2008). En pratique, dans la plupart des cas, il est souvent suffisant de définir un rayon photosphérique R_{ph} , qui correspond au rayon pour lequel l'opacité Thomson, vue par des photons émis sur la ligne de visée de l'observateur⁴, vaut $\tau_T(R_{\text{ph}}) = 1$. Ce rayon peut généralement s'exprimer de la manière

3. Cet effet physique est analogue à celui qui est responsable de l'assombrissement centre-bord du soleil : le rayon photosphérique augmente avec la latitude. Ici, l'expansion relativiste accentue grandement l'effet.

4. En effet, à cause de la focalisation relativiste, l'émission *prompte* gamma est dominée par la contribution des régions de l'écoulement contenues dans un angle solide de demi-ouverture $1/\Gamma$, centré sur la ligne de visée (voir section 3.6)

suivante (voir annexe A) :

$$R_{\text{ph}} \simeq 5.9 \cdot 10^{12} Y_e (\dot{E}_{\text{iso,kin}}/10^{52} \text{ erg s}^{-1}) (\Gamma/100)^{-3} \text{ cm}, \quad (2.8)$$

où Y_e est le nombre d'électrons par nucléon. $\dot{E}_{\text{iso,kin}}$ et Γ sont la puissance cinétique et le facteur de Lorentz de l'écoulement, normalisés par des valeurs typiques d'un contexte sursaut gamma. A partir de ce rayon R_{ph} , l'écoulement n'évolue plus de manière adiabatique et peut libérer une partie de son énergie sous forme de rayonnement (thermique ou non).

Comme nous allons le voir dans les sections suivantes, les mécanismes d'accélération du jet sont très différents selon que le réservoir initial d'énergie est thermique ou magnétique.

2.4.2. Accélération thermique

Dans le cas d'une accélération thermique, les mécanismes de base sont bien compris (on parle parfois du modèle de la « boule de feu » ; voir par exemple Piran et al. 1993) : l'écoulement accélère par simple expansion adiabatique, qui convertit l'énergie thermique en énergie cinétique. Pour un ensemble de paramètres typiques des sursauts, le plasma connaît deux phases d'expansion avant d'atteindre la photosphère. Une première phase d'expansion dominée par le rayonnement où l'énergie thermique est efficacement convertie en énergie cinétique – le facteur de Lorentz croît linéairement avec le rayon ($\Gamma \propto R$), jusqu'à atteindre sa valeur terminale Γ_∞ au rayon de fin d'accélération

$$R_{\text{acc}} = \frac{\Gamma_\infty}{\Gamma_0} R_0 \simeq 3 \times 10^8 \left(\frac{\Gamma_\infty/\Gamma_0}{100} \right) \left(\frac{R_0}{3 \times 10^6 \text{ cm}} \right) \text{ cm}, \quad (2.9)$$

où Γ_0 et R_0 sont le facteur de Lorentz ($\Gamma_0 \simeq 1$) et le rayon d'éjection ($3 \times 10^6 \text{ cm}$ correspondant au rayon de Schwarzschild d'un trou noir d'une masse $\simeq 10 M_\odot$) de l'écoulement par le moteur central. Puis au cours d'une seconde phase d'expansion dominée par la matière où le facteur de Lorentz reste à peu près constant, voisin de Γ_∞ , la composante thermique se refroidit de manière « passive ». A la photosphère le rayonnement et la matière se découlent – une émission thermique résiduelle, avec un spectre proche d'un corps noir, est alors libérée.

2.4.3. Accélération magnétique

Dans le cas d'une accélération magnétique les processus sont bien plus compliqués, et plusieurs mécanismes de nature bien différente ont été proposés.

Dans une première grande famille de modèles, l'accélération se fait essentiellement dans le cadre de la MHD idéale. Le modèle le plus simpliste rencontre un certain nombre de problèmes, le rendant incompatible avec les observations (voir par exemple Li et al. 1992; Begelman & Li 1994; Daigne & Drenkhahn 2002; Vlahakis & Königl 2003; Beskin & Nokhrina 2006; Komissarov et al. 2007, 2009). Le premier problème majeur est la faible efficacité du processus – pour un degré de magnétisation initial σ_0 , le facteur de Lorentz asymptotique atteint vaut seulement $\Gamma_\infty \simeq \sigma_0^{1/3}$, l'écoulement conservant un degré de magnétisation élevé $\sigma_\infty \simeq \sigma_0^{2/3}$. Un facteur de Lorentz terminal $\Gamma_\infty \gtrsim 100$ nécessiterait donc une magnétisation initiale colossale $\sigma_0 \gtrsim 10^6$ (le degré de pollution baryonique autorisé devenant alors infime), avec comme conséquence collatérale une magnétisation asymptotique également très élevée $\sigma_\infty \gtrsim 10^4$ (ce qui a de fortes implications quant aux mécanismes dissipatifs responsables de l'émission *prompte* gamma, voir prochain paragraphe).

Ce problème d'efficacité dans la conversion de l'énergie magnétique en énergie cinétique peut être surmonté en supposant que le jet, dont l'angle d'ouverture est initialement très large, est progressivement collimaté par la pression latérale exercée par le milieu environnant. Par exemple, dans le cas d'un collapsar, le moteur central nouvellement formé est entouré par l'enveloppe de l'étoile parent toujours en effondrement : le jet doit alors forer cette enveloppe, subissant un effet de collimation, avant de pouvoir se développer à plus grand rayon dans le milieu circum-stellaire. Il est alors possible

d’atteindre un facteur de Lorentz et une magnétisation asymptotique $\Gamma_\infty \simeq \sigma_0$ et $\sigma_\infty \simeq 1$. Cependant ce mécanisme – lié au fait que le jet doit, à tout moment, rester latéralement causal – produit obligatoirement des jets ultra-relativistes très étroits vérifiant $\Gamma_\infty \theta_j \lesssim 1$, où θ_j est l’angle d’ouverture du jet. Or plusieurs propriétés observationnelles de la rémanence laissent penser que $\Gamma_\infty \theta_j \gg 1$ (voir §3.6.3).

Pour surmonter cette seconde difficulté, Tchekhovskoy et al. (2010); Komissarov et al. (2010) ont montré que dans le cas d’un collapsar, le jet relativiste peut subir une accélération brutale (Γ augmente et σ diminue) au moment du brusque déconfinement, à la sortie de l’enveloppe stellaire – cet effet est dû à la propagation latérale d’une onde de raréfaction, du bord externe vers l’axe du jet. Il est ainsi possible d’obtenir des valeurs $\Gamma_\infty \theta_j \gtrsim 10$, en meilleur accord avec les observations.

Granot et al. (2011) ont récemment proposé un mécanisme alternatif, où l’accélération se fait de manière impulsive – pour qu’un tel processus puisse fonctionner il est nécessaire que le moteur central fonctionne de manière intermittente (sur de courtes échelles de temps, par exemple 10 ms) en éjectant des couches magnétisées bien distinctes. Ce mécanisme permet de contourner toutes les contraintes évoquées précédemment, et offre même la possibilité intéressante d’une magnétisation finale très faible ($\sigma \ll 1$). Cette dernière condition est nécessaire pour le développement d’ondes de choc non collisionnelles efficaces, l’un des mécanismes les plus étudiés pour expliquer l’émission *prompte* gamma – une trop grande magnétisation $\sigma \gtrsim 1 - 10$ inhiberait la formation de ces ondes de chocs (voir par exemple Mimica & Aloy 2010). Il s’agit donc d’une piste prometteuse qui mérite d’être explorée plus en détails.

Dans tous ces modèles l’écoulement étudié est considéré comme « froid » – il serait intéressant d’étudier comment ces différents résultats évoluent lorsqu’une composante thermique non négligeable est également présente (situation plus réaliste, voir chapitre 6).

Enfin une dernière possibilité pour la phase d’accélération consiste à invoquer le phénomène de reconnexion magnétique, processus hors MHD idéale, qui peut avoir lieu lorsque deux lignes de champ magnétique ayant des polarités opposées se retrouvent au voisinage l’une de l’autre (voir §2.5.3 pour une discussion plus détaillée du processus de reconnexion magnétique, dans le contexte de l’émission *prompte*). Ce mécanisme peut efficacement dissiper l’énergie magnétique dans un écoulement magnétisé : une moitié de l’énergie dissipée est alors injectée dans l’accélération de particules et l’autre moitié directement convertie en énergie cinétique (e.g. Thompson 1994; Spruit et al. 2001; Lyubarsky 2005; Giannios & Spruit 2006; Zhang & Yan 2011). Les détails du mécanisme sont encore mal compris, l’un des problèmes majeurs étant la trop grande lenteur du processus de reconnexion pour une structure de champ magnétique ordonné. A ce sujet, Lazarian & Vishniac (1999) (voir aussi Loureiro et al. 2007) ont proposé un processus de reconnexion rapide auto-entretenu : dans leur scénario les premiers événements de reconnexion rendent la structure du champ magnétique plus désordonnée à petite échelle, augmentant les chances d’avoir deux lignes de champ voisines avec des polarités opposées, situation favorable à d’autres événements de reconnexion, et ainsi de suite. Si une fraction importante de l’énergie est dissipée sous la photosphère, la composante dissipée sous forme interne est thermalisée et l’on retombe sur la situation d’accélération thermique discutée au §2.4.2.

2.5. Émission *prompte*

2.5.1. Contraction relativiste de l’information

Dans le référentiel de la source centrale, la phase de dissipation interne responsable de l’émission *prompte* a une durée de quelques jours : la réception sur des durées de quelques secondes s’explique par un effet de « compression relativiste » de l’information due au déplacement ultra-relativiste de la matière émettrice, à une vitesse proche de c . Comme illustré dans le diagramme d’espace-temps de la figure 2.2, si une particule de matière P , se déplaçant avec un facteur de Lorentz $\Gamma = 100$, émet un premier photon γ_1 en $R_1 = 10^{15}$ cm et un second photon γ_2 en $R_2 = 2 \cdot 10^{15}$ cm, le décalage temporel entre la réception de γ_1 et γ_2 vaudra $\Delta t_{\text{obs}} \simeq (R_2 - R_1)/(2\Gamma^2 c) \simeq 1.7$ s, tandis que la particule de matière, dans le référentiel de la source centrale (voir §3.1.1 pour une discussion sur les différents référentiels pertinents pour l’étude des sursauts gamma), aura parcouru la distance $(R_2 - R_1)$ en un temps $\Delta t_{\text{source}} \simeq (R_2 - R_1)/c \simeq 3.3 \cdot 10^4$ s (soit un peu plus de 9 heures).

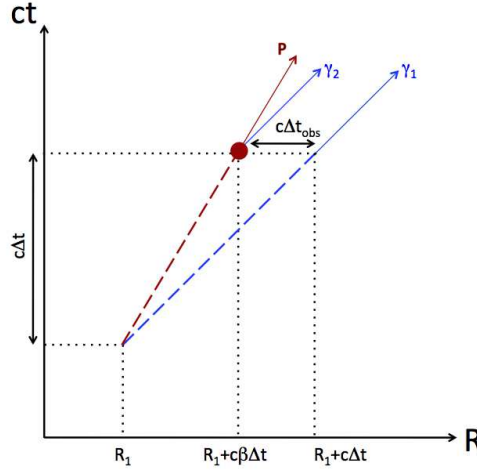


FIGURE 2.2.: **Contraction relativiste de l'information.** Dans ce diagramme d'espace-temps la ligne en tirets marrons représente la trajectoire d'une particule de matière P ayant un facteur de Lorentz Γ , qui émet successivement deux photons γ_1 et γ_2 avec un décalage temporel Δt (référentiel de la source centrale). Du fait du mouvement ultra-relativiste, le décalage temporel $\Delta t_{\text{obs}} = (1 - \beta)\Delta t \simeq \frac{\Delta t}{2\Gamma^2}$ à la réception de ces deux photons, mesuré par un observateur, est fortement comprimé.

2.5.2. Chocs internes

Dans la version originale du scénario standard, les photons gamma de l'émission *prompte* sont générés par des ondes de choc, appelés chocs internes (Rees & Meszaros 1994), qui se propagent au sein de l'éjecta relativiste – le rayon typique des chocs internes est donné par la formule (voir §3.1.3)

$$R_{\text{is}} \simeq 2\Gamma^2 c\Delta t_{\text{var}} \simeq 6 \times 10^{14} \left(\frac{\Gamma}{100} \right)^2 \left(\frac{\Delta t_{\text{var}}}{1 \text{ s}} \right) \text{ cm} \quad (2.10)$$

Dans ce scénario, le moteur central étant très variable, le jet ultra-relativiste produit est inhomogène : les couches successives de matière ont donc des facteurs Lorentz (à la fin de l'accélération) différents. Bien que toutes les couches (dans le référentiel de la source centrale) se déplacent quasiment à la vitesse de la lumière, à grand rayon les couches les plus rapides finissent par rattraper les plus lentes. Les gradients de facteur Lorentz dans le jet s'accroissent grandement, ce qui déclenche la formation d'ondes de choc. Elles sont qualifiées de chocs internes car elles apparaissent au sein du jet, sans intervention extérieure (comme par exemple celle du milieu environnant). La densité de particules n' (référentiel comobile) associée est très faible :

$$n' \simeq \frac{\dot{E}_{\text{kin}}}{4\pi\Gamma^2 R^2 m_p c^3} \simeq 4.9 \times 10^9 \left(\frac{\dot{E}_{\text{kin,iso}}}{10^{52} \text{ erg s}^{-1}} \right) \left(\frac{\Gamma}{100} \right)^{-6} \left(\frac{\Delta t_{\text{var}}}{1 \text{ s}} \right)^{-2} \text{ cm}^{-3}. \quad (2.11)$$

Ces ondes de choc sont de nature non collisionnelles – c'est à dire que leur médiation est régie par des forces électromagnétiques à grande distance, sans interactions rapprochées (collisions directes) entre particules (voir section la 2.7 pour une discussion spécifique sur la physique, encore mal comprise, des ondes de chocs non collisionnelles). L'énergie dissipée par les chocs est alors redistribuée (voir également §3.3.2) dans :

- L'accélération (processus de Fermi du premier ordre) d'une population non thermique de particules (protons et électrons).
- L'amplification du champ magnétique au-delà du niveau obtenu par simple compression du champ pré-existant dans le milieu amont.

Les chocs internes sont un processus relativement « peu efficace », l’efficacité dynamique atteignant $\eta_{\text{dyn}} \lesssim 0.1$ dans une situation favorable (voir section 3.1). En effet seule l’énergie contenue dans les fluctuations de facteur de Lorentz peut être extraite par ce processus ; la majeure partie de l’énergie cinétique, correspondant au mouvement d’ensemble, reste inexploitable pendant la phase *prompte* et sera dissipée lors de la décélération par le milieu extérieur (responsable de l’émission rémanente).

— Scénarios d’émission —

Scénarios leptoniques. Dans une première famille de modèles – dits leptoniques – l’émission gamma est directement produite par les électrons accélérés dans les chocs internes. Jusqu’au lancement de *Fermi* en 2008, deux mécanismes étaient envisagés pour produire l’émission gamma principale au MeV : les processus synchrotron et Compton inverse. Toutefois un scénario de type Compton inverse prédit inévitablement une composante additionnelle (due à une seconde diffusion) au niveau du GeV qui transporte 10 à 100 fois plus d’énergie, posant une nouvelle fois un problème du budget énergétique. *Fermi*, en ouvrant une nouvelle fenêtre spectrale, a permis de montrer qu’une telle composante n’existe pas (*Fermi-LAT* détecte parfois une composante additionnelle à haute énergie, mais celle-ci reste sous-dominante pour les sursauts longs), les scénarios Compton inverse devenant alors incompatibles avec les données (Piran et al. 2009; Bošnjak et al. 2009). Le scénario leptonique synchrotron reste donc celui qui offre les possibilités les plus intéressantes : il ne souffre pas d’une « crise énergétique » et reste en bon accord avec le spectre à haute énergie vu par *Fermi-LAT*. Toutefois ce scénario rencontre également quelques difficultés, l’une des plus importantes étant que, dans sa forme la plus simplifiée, il prédit des pentes spectrales à basse énergie trop « molles » ($\alpha \simeq -1.5 \rightarrow -2/3$) par rapport à certains cas de sursauts observés avec des pentes $\alpha > -2/3$ (à peu près 20% des sursauts observés par BATSE, Preece et al. 1998, 2000; Kaneko et al. 2006). Le régime d’efficacité radiative élevée attendu dans les sursauts gamma prédit même $\alpha \simeq -1.5$ ce qui accentue le désaccord (Ghisellini et al. 2000). Des mécanismes additionnels deviennent nécessaires pour réconcilier les spectres observés et le scénario synchrotron. Il serait par exemple possible d’invoquer :

- Un processus de « jitter », équivalent du synchrotron dans un champ magnétique désordonné à petite échelle (e.g. Medvedev 2000).
- L’effet des diffusions Compton inverse en régime de Klein-Nishina (Daigne et al. 2011).
- La superposition d’une composante thermique (dont la forme spectrale est proche d’un ceps noir) au spectre synchrotron. Le spectre résultant (somme des deux composante) apparaît alors comme non thermique, tout en ayant une pente α qui peut être sensiblement plus élevée que celle qui aurait été mesurée uniquement sur la composante synchrotron. Dans ce contexte, Guiriec et al. (2011) ; Guiriec et al. (2012, en préparation) montrent que l’ajout de cette composante thermique permet notamment d’améliorer l’ajustement du spectre de certains sursauts observés (voir également le chapitre 6).

Scénarios hadroniques. Dans une autre sous-famille de modèles – dits hadroniques – l’émission gamma de haute énergie est produite par les protons (la composante principale du domaine keV-MeV doit dans tous les cas s’expliquer par un processus leptonique), soit directement par leur rayonnement synchrotron (e.g. Razzaque et al. 2010), soit par l’émission inverse Compton de paires e^\pm secondaires produites par interactions photo-hadroniques (e.g. Asano et al. 2009). Néanmoins ces scénarios sont « inefficaces » et requièrent un budget énergétique $\simeq 100$ fois plus élevé (énergie allouée au champ magnétique ou aux protons) que l’énergie gamma observée.

Notons cependant que dans ces modèles, le budget énergétique dépend fortement du facteur de Lorentz de l’écoulement. Par exemple, pour le modèle d’émission synchrotron des protons, l’énergie totale requise va comme $\propto \Gamma^{16/3}$ (Razzaque et al. 2010). Or Asano et al. (2009) et Razzaque et al. (2010) utilisent pour le facteur de Lorentz minimum Γ_{min} des sursauts modélisés la valeur obtenue par la méthode simplifiée de calcul de l’opacité $\gamma\gamma$ (argument de compacité, voir §1.5.3). Cette limite est très élevée ($\Gamma_{\text{min}} \simeq 10^3$), ce qui conduit à un budget énergétique extrême. Nous verrons au chapitre

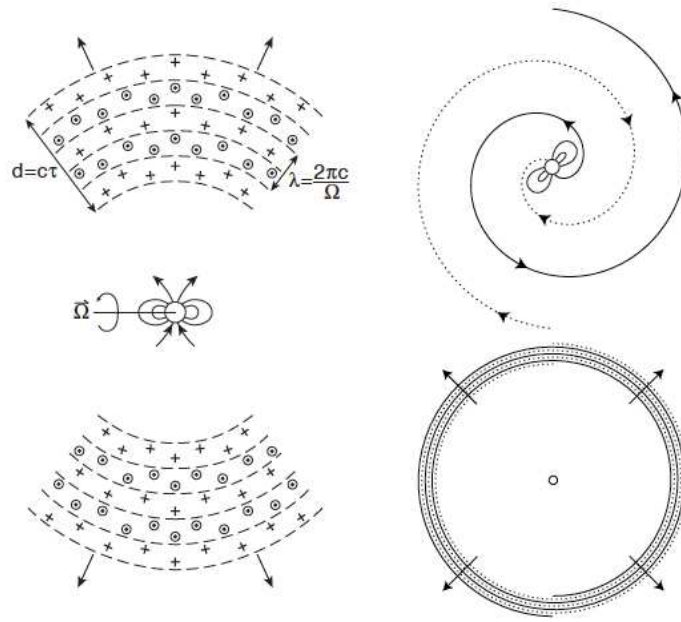


FIGURE 2.3.: **Superposition de couches de champ magnétique à polarités inversées produites par un objet compact magnétisé en rotation.** Les moments angulaire et magnétique de l'objet compact sont perpendiculaires (cas extrême d'une configuration « pulsar »). Gauche : vue dans un plan qui contient les moments angulaire et magnétique. Les points encerclés et les croix indiquent les lignes de champ qui rentrent ou sortent du plan. Droite : vue dans un plan perpendiculaire au moment de angulaire. Droite en bas : la même vue à plus grande échelle, lorsque l'éjecta magnétisé est à plus grande distance de la source centrale. [origine : Spruit et al. (2001)]

4 que cette méthode simplifiée « à une zone » donne des facteurs de Γ_{\min} surestimés d'au moins un facteur ~ 3 par rapport à une approche réaliste. En prenant cette correction en compte le budget énergétique pourrait redevenir plus raisonnable, avec une énergie injectée dans le champ magnétique et les protons devenant de l'ordre de l'énergie gamma observée. Il reste à tester en détails ce scénario en prenant en compte cette contrainte plus réaliste sur le facteur de Lorentz.

2.5.3. Reconnexion magnétique.

Une autre mécanisme susceptible de produire l'émission *prompte* repose sur le phénomène de reconnexion magnétique, déjà évoqué en section 2.4. Si la reconnexion se déclenche au-delà (ou aux environs) de la photosphère, les particules accélérées⁵ par l'énergie libérée sont alors susceptibles de produire un rayonnement gamma non thermique. Ici les processus radiatifs envisageables sont essentiellement leptoniques ; mais le travail de modélisation est à un degré moins avancé que pour le modèle des chocs internes. Il s'agit d'un domaine de la physique très compliqué et de nombreuses questions restent en suspens : contrairement aux chocs internes, l'aspect dynamique est encore très mal contraint. A quel rayon et à quelle vitesse (taux de dissipation) se produit la reconnexion restent encore des questions très débattues.

L'échelle de distance sur laquelle la polarité du champ magnétique s'inverse (condition nécessaire pour déclencher un processus de reconnexion) est une première donnée importante. Dans Spruit et al. (2001) (l'une des études pionnières) les auteurs considèrent un objet compact en rotation rapide fortement magnétisé (moteur central nouvellement formé) générant un écoulement magnétisé. Parmi d'autres situations ils considèrent la cas d'un objet compact dont le moment angulaire et le moment

5. Les détails de la microphysique dans la zone de reconnexion sont encore mal compris, mais il est généralement supposé que les particules sont efficacement accélérées.

magnétique sont perpendiculaires (cas extrême d’une configuration « pulsar », voir l’illustration en figure 2.3), l’écoulement généré étant alors composé de couches à polarités magnétiques alternées⁶. En effet les lignes de champ s’ouvrent et sont emportées dans l’écoulement au niveau du cylindre de lumière⁷. En un point donné de cette zone la polarité du champ s’inverse toutes les demi-périodes de rotation (puisque le moment magnétique est non aligné avec le moment angulaire). L’échelle typique d’écartement spatial entre deux couches successives à polarités inversées est donc $\lambda = \frac{\pi c}{\Omega}$, pour ce scénario très idéalisé.

L’autre donnée importante du problème (tout aussi incertaine) est la « vitesse » v_{rec} de reconnexion qui peut se définir comme la vitesse à laquelle deux lignes de champ de polarités opposées fusionnent. Ceci permet au final de définir un temps caractéristique de reconnexion $t_{\text{rec}} = \lambda/v_{\text{rec}}$: c’est une quantité critique car si la reconnexion est trop rapide, toute l’énergie est dissipée bien avant la photosphère et le spectre obtenu est thermique ; inversement si la reconnexion est trop lente, le processus devient inefficace. Les détails microphysiques liés à cette vitesse v_{rec} restent encore très débattus – voir par exemple les simulations détaillées de type « *particle in cell* » de Jaroschek & Hoshino (2009), l’étude de Kowal et al. (2012) fondée sur des simulations MHD et la revue de Yamada et al. (2010) – la tendance étant que la reconnexion semble être un processus trop lent dans ses versions actuelles. En se basant sur le modèle dynamique de Drenkhahn & Spruit (2002); Giannios & Spruit (2005); Giannios (2008) calculent les spectres attendus dans le cadre d’un modèle simplifié de reconnexion progressive (i.e. sur une large gamme de rayons). Dans Giannios (2008), la vitesse de reconnexion est a priori fixée à une valeur « nominale » $v_{\text{rec}} = 0.1c$. Cette valeur est reprise de l’étude analytique de Lyubarsky 2005, qui montre (en ordre de grandeur) que le modèle de Petschek (1964) prédit une vitesse de reconnexion rapide $v_{\text{rec}}/c \simeq 0.1$.

McKinney & Uzdensky (2012) ont récemment proposé l’idée qu’un jet magnétisé (initialement accéléré par des processus MHD) effectue une transition d’un mode lent de reconnexion à un mode rapide, lorsque le plasma passe d’un régime collisionnel à non-collisionnel au niveau de la photosphère. Ce schéma a l’avantage de proposer une dissipation rapide mais qui ne se déclenche que lorsque l’éjecta devient transparent, permettant ainsi l’émission d’un spectre gamma non-thermique.

Lyutikov & Blandford (2003) ont envisagé une alternative où la source centrale génère une coquille essentiellement électromagnétique qui dissipe son énergie à grande distance ($R \gtrsim 10^{16}$ cm) via des instabilités de courant générées au niveau de la surface de discontinuité créée par interaction avec le milieu environnant. Dans ce modèle, la courte échelle de variabilité (bien que le rayon de dissipation soit grand) de l’émission *prompte* est reproduite en supposant que l’émission a lieu au sein de « cellules turbulentes » relativistes générées par les événements de reconnexion magnétique, au sein de l’écoulement relativiste d’ensemble. Notons cependant que les détails sur la manière dont une telle turbulence relativiste peut être générée et entretenue restent très incertains (e.g. Zrake & MacFadyen 2012).

Enfin Zhang & Yan (2011) ont proposé un modèle « fusionnant » les chocs internes et la reconnexion magnétique. Dans ce modèle, l’écoulement est toujours très magnétisé au moment des chocs internes $1 \lesssim \sigma \lesssim 100$: ces derniers, bien qu’ils soient peu dissipatifs (en raison de la magnétisation élevée), désordonnent la structure spatiale du champ magnétique. Cette situation est favorable au déclenchement de premiers événements de reconnexion, qui génèrent des mouvements internes de fluide et rendent l’écoulement turbulent (situation similaire à celle du modèle de Lyutikov & Blandford 2003), accentuant davantage le désordre de la structure magnétique : un mécanisme auto-entretenu (grâce à la turbulence générée) de dissipation rapide serait ainsi obtenu (Lazarian & Vishniac 1999). L’idée avec ce modèle est de combiner les mérites des chocs internes et ceux de la reconnexion magnétique. De nombreux aspects cruciaux de ce modèle restent néanmoins très incertains et il ne permet pas, en l’état actuel, une comparaison détaillée avec les observations.

6. La polarité des couches devient rapidement perpendiculaire au mouvement radial, car la composante radiale du champ magnétique décroît en $1/r^2$ tandis que sa composante orthoradiale ne décroît qu’en $1/r$.

7. Le cylindre de lumière est la zone où la vitesse de co-rotation avec le trou noir atteint la vitesse de lumière. Elle correspond à un cylindre qui a pour axe celui de rotation de l’objet compact et pour rayon $R_{\text{cl}} = \frac{c}{2\pi\Omega}$, Ω étant la fréquence de rotation.

2.5.4. Emission photosphérique

Dans une troisième grande famille de modèles l'émission gamma au MeV est principalement d'origine thermique. Cependant le spectre observé est clairement non thermique avec des pentes spectrales (en nombre de photons) à basse et haute énergie $\alpha \simeq -1$ et $\beta \simeq -2.5$. Or dans sa version standard, l'émission thermique produit un spectre proche de celui d'un corps noir avec $\alpha \simeq +0.4$ ⁸ (Beloborodov 2010) et une coupure exponentielle à haute énergie. Pour rendre ce modèle viable il est donc nécessaire d'invoquer des processus dissipatifs additionnels au niveau de la photosphère pour « sculpter » un spectre non thermique proche des observations.

Actuellement le modèle le plus abouti et cohérent est proposé par Beloborodov (2010), dans lequel l'auteur considère l'accélération thermique d'un écoulement chaud, essentiellement composé de photons, de protons associés à des électrons et de neutrons. Initialement le plasma accélère (expansion adiabatique) en conservant un couplage global : les photons entraînent les électrons par diffusion, ces derniers entraînant les protons par interaction électromagnétique, qui eux-mêmes entraînent les neutrons par collisions directes. Si la pollution baryonique du plasma est suffisamment faible les protons et neutrons se découplent avant la fin de l'accélération du jet : les électrons et protons continuent d'être entraînés par les photons tandis que la probabilité de collision proton-neutron directe devient trop faible pour continuer d'entraîner les neutrons dans le mouvement. A la fin de l'accélération, l'écoulement se compose donc d'un bifluide, les neutrons ayant une vitesse d'ensemble Γ_n et les protons ayant un facteur de Lorentz $\Gamma_p > \Gamma_n$. Si le facteur de Lorentz relatif entre les protons et les neutrons $\Gamma_{\text{rel}} \simeq \frac{1}{2}(\Gamma_p/\Gamma_n + \Gamma_n/\Gamma_p)$ est suffisamment élevé ($\simeq 2 - 3$) les collisions (qui se font dans le volume du bifluide) entre protons et neutrons se font de manière inélastique donnant lieu à la production de pions, qui eux vont produire des paires e^\pm énergétiques via les réactions $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ et $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \rightarrow e^\pm$. Pour des paramètres typiques cette dissipation se fait aux environs de la photosphère et modifie le spectre thermique en remplaçant la coupure exponentielle à haute énergie par une loi de puissance (dont l'indice β concorde avec les observations), résultat des diffusions Compton inverses des photons thermiques sur les paires e^\pm fraîchement produites. Par contre, si le degré de pureté baryonique η n'est pas suffisamment élevé (au dessus d'une certaine valeur critique), il n'y a pas de découplage protons-neutrons et le spectre observé reste essentiellement thermique. Pour l'exemple type présenté dans Beloborodov (2010), les facteurs de Lorentz des deux composantes sont $\Gamma_n = 100$ et $\Gamma_p = 600$ (correspondant à un facteur de Lorentz relatif $\Gamma_{\text{rel}} \simeq 3$). $\Gamma_p \simeq 600$ peut être considérée comme la valeur critique minimale nécessaire pour que la dissipation soit suffisamment efficace. Notons cependant qu'une alternative pour découpler les protons et les neutrons consiste à invoquer la formation de chocs internes sous la photosphère. En effet, ces ondes de choc sont de nature non collisionnelle (à médiation électromagnétique sans collisions directes) et n'affectent donc que les protons. Cependant cette alternative nécessite que le moteur central soit très variable ($\lesssim 1$ ms) pour que le rayon des chocs internes soit suffisamment faible (sous-photosphérique).

L'avantage de ce modèle est qu'il contient peu de paramètres et ne nécessite pas d'ajustement fin – les processus physiques de base sont bien compris et le spectre résultant peut être entièrement calculé à partir de premiers principes. De plus l'efficacité (fraction de l'énergie du jet convertie en rayonnement gamma) associée peut être relativement élevée $\eta_\gamma \gtrsim 0.3$ ⁹. D'autres processus ont été proposés dans la littérature, pour modifier le spectre de la photosphère, comme par exemple des chocs internes (qui ont lieu, dans ce cas, au-dessus de la photosphère, Toma et al. 2011) : cependant ces autres propositions nécessitent des paramètres physiques assez extrêmes (un rapport nombre de leptons sur nombre de baryons élevés $n_\pm/n_b \gtrsim 20$ et des limites draconiennes sur la pollution baryonique $\eta \gtrsim 10^3 - 10^5$ pour Toma et al. 2011) ou des hypothèses adhoc (voir par exemple Nymark et al. 2011).

Une fois réglé le problème de la pente haute énergie β reste encore la question de la pente basse éner-

8. Un peu inférieure à la pente de Rayleigh-Jeans $\alpha = +1$ pour des raisons de transfert radiatif, la géométrie du problème n'étant pas plane (voir par exemple Pe'er 2008).

9. Les auteurs qui proposent l'émission photosphérique comme processus dominant dans les sursauts, se restreignent à l'espace des paramètres pour lesquels l'efficacité η_γ est élevée (voir table 2.3).

gie α qui reste bien trop élevée par rapport aux observations ($+0.4$ au lieu $\simeq -1$). A ce sujet, toujours dans le cadre du modèle de Beloborodov (2010), Vurm et al. (2011) ont montré qu’une magnétisation modérée de l’écoulement permet d’ajouter une composante synchrotron au spectre global, qui adoucit la valeur de α et la rapproche des valeurs observées. Toma et al. (2011) ont également proposé que la pente basse énergie observée soit une conséquence de la très forte variabilité des propriétés physiques du jet, qui entraînerait de très grandes variations temporelles dans la température instantanée de la photosphère. Si l’échelle de variabilité temporelle est inférieure à la milliseconde, $\Delta t_{\text{var}} \lesssim 10^{-3} \text{ s}$, l’instrument n’ayant pas la résolution nécessaire observe un spectre intégré qui se compose de la superposition de spectres instantanés ayant des énergies de pics E_p (correspondant à la température de la photosphère à différents instants) très différentes. Il serait ainsi possible d’obtenir une zone de transition entre $E_{p,\text{min}} \simeq 10 \text{ keV}$ (énergie de pic minimale des spectres instantanés) et $E_{p,\text{max}} \simeq 1 \text{ MeV}$ (énergie de pic maximale des spectres instantanés) où la pente effective du spectre intégré se rapproche de la valeur observée -1 . Cependant les variations requises sont extrêmes et nécessitent un ajustement fin.

Ces modèles photosphériques rencontrent également un certain nombre de difficultés. Le processus proposé par Beloborodov (2010) a l’avantage de naturellement prédire une énergie de pic observée $E_p \simeq 1 \text{ MeV}$: cependant cette prédiction est très « rigide » et le modèle, dans sa version actuelle, ne semble pas pouvoir expliquer la diversité des E_p observés – en particulier les sursauts les plus mous comme les *X-ray rich GRBs* ($E_p \lesssim 100 \text{ keV}$) ou les *X-ray flashes* ($E_p \lesssim 10 \text{ keV}$) (Sakamoto et al. 2005; Barraud et al. 2003, 2005). Contrairement aux chocs internes, un autre désavantage, est que l’émission photosphérique ne peut expliquer naturellement les propriétés de la phase de transition observée entre l’émission *prompte* et la rémanence (l’*early steep decay*, voir §1.4.2). A l’inverse, dans le cadre des chocs internes, cette phase peut s’interpréter simplement comme la queue de l’émission *prompte* gamma.

2.6. Émission rémanente.

Quels que soient la nature du moteur central et les mécanismes responsables de l’émission *prompte*, la formation d’un jet relativiste est un ingrédient essentiel de la physique des sursauts – éjecta qui va interagir avec le milieu extérieur, à grande distance de la source centrale. De nos jours, la majorité de la communauté scientifique s’accorde sur l’idée que l’émission rémanente serait justement produite par l’énergie dissipée lors de la décélération de l’éjecta ultra-relativiste par le milieu environnant.

2.6.1. L’environnement extérieur

Selon la nature du progéniteur (voir §2.3.1), les deux types de milieu extérieur les plus souvent considérés dans la littérature sont un milieu uniforme ou un milieu de vent stellaire.

— Sursauts longs —

Le milieu extérieur de type vent est attendu pour la classe des sursauts longs, ceux-ci étant issus (très vraisemblablement) de l’effondrement gravitationnel d’étoiles massives, de type Wolf-Rayet (masse $M \simeq 10 \rightarrow 30 M_\odot$, formes évoluées d’étoiles de masse initiale $M \gtrsim 25 M_\odot$). Ces étoiles, perdent de grandes quantités de masse sous forme de vents stellaires intenses, avec typiquement un débit de perte de masse $\dot{M} \simeq 10^{-5} M_\odot \text{ an}^{-1}$ et une vitesse terminale de vent $w \simeq 10^3 \text{ km s}^{-1}$ (e.g. Crowther 2007) : elles génèrent ainsi un milieu extérieur dense en $n \propto R^{-2}$ (conservation de la masse).

— Sursauts courts —

A l’inverse, dans le cas des sursauts courts, le type de progéniteur le plus populaire est la coalescence de deux objets compacts et l’on s’attend plutôt à un milieu extérieur de type uniforme,

vraisemblablement peu dense. En effet, il y a un long délai entre la formation des objets compacts (également issus de la mort d'étoiles massives) et la coalescence de ces derniers (ultimement due à la perte d'énergie par rayonnement d'ondes gravitationnelles) : le système peut donc voyager sur de grandes distances à travers sa galaxie hôte et quitter son milieu d'origine (voir §1.4.3). Pour une distance $d \simeq 10 \frac{V_p}{100 \text{ km s}^{-1}} \frac{t_{\text{col}}}{10^8 \text{ ans}}$ kpc, où V_p est la vitesse propre du système binaire et t_{col} le délai avant la coalescence, le système peut se retrouver dans le milieu interstellaire de la périphérie galactique (voir par exemple l'étude de population publiée par Belczynski et al. 2006), c'est à dire approximativement un milieu uniforme de densité $n \simeq 10^{-3} \rightarrow 1 \text{ cm}^{-3}$ (e.g. Steidel et al. 2010).

— Forme du profil de densité —

Le profil de densité du milieu extérieur peut donc être représenté par une fonction du type

$$\rho_{\text{ext}}(R) = \frac{A}{R^s}, \quad (2.12)$$

avec :

- $s = 0$: pour un milieu extérieur homogène. Les densités particulières rencontrées peuvent varier sur une large gamme : $10^{-3} \lesssim A/m_p \lesssim 10^3 [\text{cm}^{-3}]$. Une densité $n \simeq 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ pourrait correspondre au milieu interstellaire dilué ou à la périphérie galactique ; $n \simeq 10^3 \text{ cm}^{-3}$ à une région de formation d'étoiles.
- $s = 2$: pour un vent stellaire, avec $0.1 \lesssim A/A_* \lesssim 1$, où $A_* = 5 \cdot 10^{11} \text{ g} \cdot \text{m}^{-1}$ est une valeur typique pour une étoile de Wolf-Rayet.

2.6.2. Dynamique du freinage

— Formation de deux ondes de chocs —

D'un point de vue dynamique la décélération par le milieu extérieur va déclencher la formation de deux ondes de chocs (voir figure 2.4) qui délimitent une structure, se développant à l'avant de l'éjecta ultra-relativiste :

- Le choc avant qui balaye le milieu extérieur : limite entre la matière du milieu extérieur choquée et celle qui est toujours au repos. Il s'agit d'une onde de choc ultra-relativiste.
- Le choc en retour qui remonte l'information de décélération au sein de l'éjecta relativiste : limite entre la matière du jet choquée à cause du ralentissement induit par le milieu extérieur et celle qui se comporte toujours comme s'il n'y avait pas de milieu extérieur. Il s'agit d'un choc qui peut n'être que moyennement relativiste. Si l'éjecta relativiste à la fin de l'émission *prompte* reste très magnétisée ($\sigma \gtrsim 1$), la formation de ce choc en retour est cependant inhibée.

Le milieu extérieur choqué et la matière du jet ayant traversé le choc en retour sont deux milieux distincts qui ne se mélangent pas, séparés par une discontinuité de contact : la masse volumique est discontinue à l'interface, la vitesse et la pression sont continues.

Ces deux chocs non collisionnels dissipent de l'énergie et la réinjectent dans l'accélération de particules (voir la discussion sur l'accélération dans les chocs non collisionnels en §2.5.2).

— Rayon de décélération —

Il est possible de définir un rayon caractéristique R_{dec} (voir annexe B), à partir duquel la décélération par le milieu extérieur devient significative (i.e. la structure du jet ultra-relativiste commence à être fortement modifiée par le choc en retour) :

$$R_{\text{dec}} = \left(\frac{3-s}{4\pi} \frac{E_{\text{kin,iso}}}{\Gamma^2 A c^2} \right)^{\frac{1}{3-s}}, \quad (2.13)$$

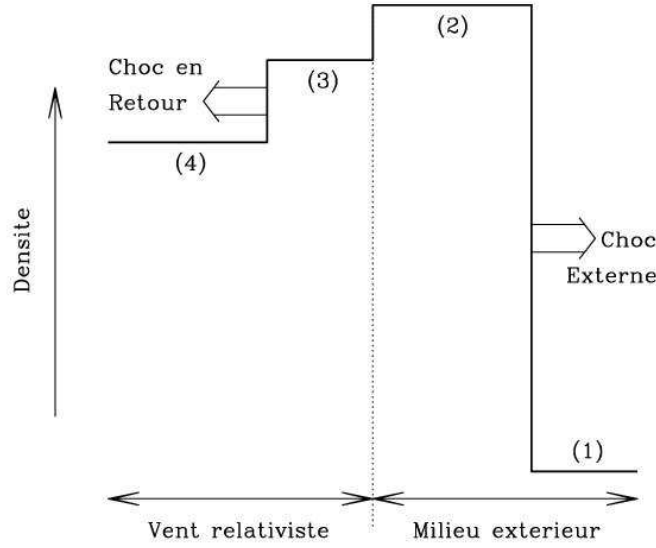


FIGURE 2.4.: **Vue schématique de la décélération par le milieu extérieur.** (1) milieu extérieur non choqué. (2) milieu extérieur choqué séparé par une discontinuité de contact (ligne en pointillés) de (3) l'éjecta relativiste ayant traversé le choc en retour. (4) l'éjecta relativiste non encore influencé par le milieu extérieur.

où E_{kin} est l'énergie cinétique isotrope totale injectée dans le jet. A titre d'exemple, voici le rayon de décélération obtenu pour une énergie cinétique $E_{\text{kin}} = 10^{54}$ erg et un facteur de Lorentz moyen $\Gamma = 100$:

- milieu uniforme, $A/m_p = 1$: $R_{\text{dec}} \simeq 2.5 \cdot 10^{17}$ cm
- vent stellaire, $A/A_* = 1$: $R_{\text{dec}} \simeq 1.8 \cdot 10^{16}$ cm

Il est également utile de définir le temps de décélération t_{dec} , temps observateur pour lequel la décélération devient effective :

$$\frac{t_{\text{obs,dec}}}{1+z} \simeq \frac{R_{\text{dec}}}{\Gamma^2 c}. \quad (2.14)$$

En pratique il s'agira plus ou moins du temps auquel l'émission rémanente atteint son maximum.

2.6.3. Modèle du choc avant

Dans la version standard de ce scénario (Meszaros & Rees 1997; Sari et al. 1998) la rémanence observée est essentiellement produite par l'émission synchrotron des électrons accélérés dans le choc avant. La distribution des électrons accélérés est paramétrisée de manière simple, en supposant qu'elle suit une loi de puissance. Au temps précoces, l'émission produite par le choc avant croît jusqu'à atteindre un maximum, lorsque le rayon de décélération R_{dec} est atteint (au temps observateur $t_{\text{obs,dec}}$). Le système rentre ensuite dans le régime de Blandford & McKee (1976)¹⁰, et l'émission décroît simplement en loi de puissance. Au fur et à mesure de la décélération, le facteur de Lorentz du choc avant décroît, ce qui a pour effet de diminuer la fréquence caractéristique du rayonnement émis avec une évolution du domaine X au domaine radio – en accord avec les observations. Dans ce schéma, le choc en retour

10. Solution auto-similaire, équivalent relativiste du régime de Sedov-Taylor, permettant de décrire la décélération d'un éjecta de supernova.

a une courte durée de vie et peut éventuellement produire un *flash* optique vers la fin de l'émission *prompte* (e.g. Sari & Piran 1999a).

Ce modèle semblait satisfaisant et permettait d'interpréter simplement l'émission rémanente tardive (quelques heures après l'émission *prompte* gamma). Cependant les premières observations précoces de rémanence, obtenues grâce au lancement de Swift en 2004, ont rapidement remis en cause ce schéma : la rémanence précoce ne suit pas une simple décroissance en loi de puissance, mais exhibe une phénoménologie complexe mêlant différents régimes temporels, et des *flares* (échelle de variabilité très courte) qui y sont superposés (voir §1.4.2). Dans une telle situation, deux approches sont envisageables :

- soit amender le cadre théorique déjà existant, avec des ingrédients physiques supplémentaires.
- soit proposer un changement plus radical, avec un nouveau paradigme.

Dans le cadre de la première option, certains ingrédients physiques invoqués pour réconcilier le modèle du choc avant avec les observations seront présentés et discutés dans le cadre de mes travaux de thèse (voir chapitres 9-10). En ce qui concerne la deuxième possibilité, les résultats inattendus de *Swift*, ont amené l'équipe de l'IAP (Genet et al. 2007a), en parallèle avec une équipe de l'université de Columbia (Uhm & Beloborodov 2007), à proposer un nouveau modèle : le modèle du « choc en retour ».

2.6.4. Modèle du choc en retour

Le modèle du choc en retour (Genet et al. 2007a; Uhm & Beloborodov 2007) propose un nouveau cadre, dans lequel :

- le choc avant joue toujours un rôle dynamique, mais est dans un régime radiatif inefficace : il est incapable de réinjecter efficacement l'énergie dissipée dans l'accélération d'électrons.
- le choc en retour a une longue durée de vie dynamique et produit la rémanence observée, par rayonnement synchrotron d'électrons accélérés.

Nous verrons plus précisément (qualitativement et quantitativement) au chapitre 8, quelles sont les conditions physiques requises pour respecter ces deux contraintes.

Plusieurs travaux présentés dans ce manuscrit consistent en une étude comparative de ces deux modèles de rémanence (choc avant et choc en retour), en testant leur capacité à reproduire la diversité phénoménologique observée, aussi bien les comportements génériques que les cas plus spécifiques.

2.7. Les chocs non collisionnels : une physique complexe

Dans le contexte des sursauts gamma, il est quasi-certain que des chocs non collisionnels relativistes interviennent pendant la phase de rémanence (voir section 2.6); de plus, ils représentent l'une des propositions les plus intéressantes pour expliquer l'émission *prompte* (modèle des chocs internes, §2.5.2). La microphysique de ces ondes de choc non collisionnelles relativistes est compliquée et reste de nos jours incertaine (voir la revue récente de Lemoine & Pelletier 2011). Les deux principales questions posées pour la modélisation des sursauts gamma sont les suivantes : le champ magnétique est-il amplifié par le choc et jusqu'à quel niveau ? L'accélération de Fermi fonctionne-t-elle au choc ? En particulier quelle fraction des électrons est accélérée et quelle fraction de l'énergie dissipée leur est communiquée ? Idéalement on souhaiterait disposer de prescriptions physiques précises pour les paramètres de microphysique ϵ_B , ϵ_e , ζ et p définis au §3.3.2.

En ce qui concerne l'accélération de Fermi dans les chocs relativistes, les études pionnières à ce sujet sont fondées sur des simulations de type Monte Carlo où la structure du choc et les conditions de la turbulence magnétique – responsable des diffusions répétées qui permettent des traversées successives de l'onde de choc entre les milieux amont (non choqué) et aval (choqué), avec à chaque passage un gain en énergie – sont définies a priori et où la simulation se contente de suivre des particules tests (e.g. Ballard & Heavens 1992; Bednarz & Ostrowski 1998; Lemoine & Pelletier 2003). La plupart de ces simulations, en accord avec des développements analytiques (Keshet & Waxman 2005) et semi-

analytiques (Kirk et al. 2000; Achterberg et al. 2001), concluent qu’une population de particules non thermique distribuées selon une loi de puissance d’exposant $\simeq -2.3$ est produite au niveau du choc.

Le principal problème qui se pose, par rapport au cas classique, est le fait que l’onde de choc relativiste puisse être « super-luminique » : c’est à dire que le point d’ancrage des lignes de champ dans le front d’onde se déplace à une vitesse super-luminique. Une telle configuration se rencontre s’il existe un champ magnétique moyen ordonné (sur une échelle spatiale très supérieure au rayon de Larmor des particules accélérées) et que ses lignes de champ font un angle $\gtrsim 1/\Gamma_{\text{sh}}$ avec la normale du choc, où l’angle et le facteur de Lorentz du choc Γ_{sh} sont mesurés dans le référentiel du milieu amont. Les particules, se déplaçant en moyenne selon les lignes de champ, ne peuvent donc jamais (ou avec une faible probabilité) rattraper l’onde de choc et le processus de Fermi ne peut se développer (e.g. Begelman & Kirk 1990; Niemiec & Ostrowski 2006; Lemoine et al. 2006). Ce problème est particulièrement critique pour une onde de choc ultra-relativiste puisque dans ce cas $1/\Gamma_{\text{sh}} \ll 1$. Cette difficulté éventuelle concerne donc surtout le choc avant dans le contexte sursaut gamma. À l’inverse pour une onde de choc moyennement relativiste ($\Gamma_{\text{sh}} \simeq$ qqes unités), situation pertinente pour les chocs internes et le choc en retour, une configuration sub-luminique ne nécessite pas un ajustement fin de la direction du champ magnétique par rapport à la normale du choc.

Un autre point qui reste à éclaircir concerne le (ou les) mécanisme(s) physique(s) qui peut (peuvent) être à l’origine d’une amplification de perturbations de champ magnétique à courte échelle. Ces perturbations sont nécessaires pour diffuser les particules accélérées et leur permettre des passages successifs à travers l’onde de choc. Par ailleurs un champ magnétique suffisamment élevé à l’échelle de la région choquée est nécessaire pour le processus synchrotron qui est généralement invoqué comme processus radiatif dominant dans les modèles de sursauts gamma. Plusieurs types d’instabilités dans le plasma sont envisageables (e.g. de type *Weibel*, *two stream*, *Bell*; voir la revue de Bret 2009) – l’instabilité prépondérante étant celle qui aura le taux de croissance le plus élevé, ce qui peut dépendre de l’échelle spatiale considérée.

Quoi qu’il en soit les perturbations dans le milieu amont seraient amplifiées dans une région d’épaisseur

$$\delta_e \simeq \frac{c}{\omega_{p,e}} \simeq 5 \cdot 10^5 \gamma_e^{1/2} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \text{ cm}, \quad (2.15)$$

où la pulsation plasma relativiste des électrons $\omega_{p,e}$ est définie comme

$$\omega_{p,e} = \left(\frac{4\pi n_0 q^2}{\gamma_e m_e} \right)^{1/2}, \quad (2.16)$$

avec n_0 la densité du milieu amont et γ_e le facteur de Lorentz typique des électrons accélérés. L’épaisseur de la région émettrice, quant à elle, est de l’ordre de $\delta_{\text{rad,aval}} \simeq c t_{\text{rad,aval}}$ où $t_{\text{rad,aval}}$ (mesuré dans le milieu aval) est l’échelle de temps typique pendant laquelle les particules accélérées rayonnent, une fois qu’elles se sont définitivement échappées vers l’aval du choc. Dans un régime où les pertes radiatives sont négligeables (i.e. la majorité de l’énergie est perdue par expansion adiabatique, régime pertinent pour la rémanence tardive) l’épaisseur typique (mesurée dans le milieu aval) de la région émettrice vaut $\delta_{\text{rad,aval}} \simeq R/\Gamma_*$, où Γ_* est le facteur de Lorentz du milieu aval. Si les pertes radiatives sont efficaces (régime pertinent pour les chocs internes et la rémanence précoce, voir §3.5.3) $\delta_{\text{rad,aval}}$ peut être plus courte. Dans le cas des chocs internes et du choc en retour (resp. du choc avant) l’épaisseur de la région émettrice mesurée dans le référentiel du milieu amont vaut alors $\delta_{\text{rad,amont}} \simeq \delta_{\text{rad,aval}}$ (resp. $\delta_{\text{rad,amont}} \simeq \delta_{\text{rad,aval}}/\Gamma_*$). Dans les deux cas, l’échelle spatiale du milieu émetteur est très supérieure à l’échelle plasma définie ci-dessus, $\delta_{\text{rad,amont}} \ll \delta_{e,\text{amont}}$. Par exemple, pour la phase de rémanence, en supposant un régime radiatif inefficace, l’épaisseur typique de la région d’émission du choc avant vaut $\delta_{\text{rad,amont}} \simeq 10^{13} (R/10^{17} \text{ cm}) (\Gamma/100)^{-2} \text{ cm}$, des ordres de grandeur au-dessus de δ_e (e.g. Gruzinov & Waxman 1999; Medvedev & Loeb 1999). Or dans un scénario d’émission synchrotron (l’un des processus les plus étudiés pour l’émission *prompte* et vraisemblablement le processus dominant

pendant la phase de rémanence) la fraction de l'énergie transportée par le champ magnétique doit valoir $\epsilon_B \simeq 10^{-3} \rightarrow 10^{-1}$. La possibilité qu'un tel niveau de champ magnétique puisse s'expliquer par le maintien, sur l'intégralité de la région émettrice, des perturbations précédemment amplifiées au passage du choc sur une épaisseur δ_e , reste une question ouverte. Dans un cas contraire le champ magnétique à plus grande échelle devra avoir une autre origine – e.g. la magnétisation du vent de l'étoile parent pour le choc avant, un champ magnétique à grande échelle transporté par l'écoulement relativiste depuis le moteur central pour les chocs internes ou le choc en retour, ou un autre type d'instabilités micro/macrosopiques (par exemple des instabilité MHD, e.g. [Sironi & Goodman 2007](#); [Inoue et al. 2011](#); [Zrake & MacFadyen 2012](#)).

Le couplage non linéaire entre la structure du choc, l'amplification des perturbations magnétiques et l'accélération des particules s'avérant un aspect crucial, la mise en oeuvre de grosses simulations numériques devient nécessaire à l'approfondissement de notre compréhension du sujet (e.g. [Spitkovsky 2008](#); [Sironi & Spitkovsky 2011](#)). Ces simulations, dites *Particle-In-Cell*, résolvent directement les équations de Maxwell et suivent individuellement la dynamique d'un grand nombre de « macro-particules ». Elles restent cependant simplifiées sur plusieurs aspects par rapport à une situation réelle. Par exemple la taille de la boîte de simulation et la durée associée restent limitées, et ne permet donc pas d'appréhender d'éventuels effets importants à plus grande échelle (par exemple, dans [Sironi & Spitkovsky 2011](#) la largeur de la boîte mesure $\sim 10^4 \delta_e$). De plus, les simulations les plus étendues spatialement et temporellement se font avec un rapport de masse ion/électron limité ($m_i/m_e \gtrsim 10$) ; des tests préliminaires effectués avec un rapport de masse plus réaliste $m_i/m_e \simeq 1000$ (plus couteux numériquement) semblent cependant montrer que les résultats sont inchangés. Les résultats obtenus dépendent beaucoup des paramètres physiques adoptés (facteur de Lorentz du choc, densité, intensité et structure du champ magnétique) et ne permettent pas de dégager des tendances simples. La distribution des particules accélérées (ions et électrons) obtenue à l'issue d'une simulation détaillée se subdivise en une composante thermique « froide » (distribution maxwellienne) et une composante non thermique « chaude » (sous forme de loi de puissance). La composante non thermique peut notamment correspondre à une grande fraction de l'énergie dissipée, attribuée à une faible fraction des particules – par exemple dans les résultats présentés dans [Spitkovsky \(2008\)](#), la composante non thermique contient seulement 1% des particules, mais transporte 10% de l'énergie. Pour terminer, précisons que le cas des ondes de chocs moyennement relativistes est le plus délicat à traiter. Leur étude reste encore à un stade très préliminaire.

En raison de cette compréhension encore très partielle de la microphysique des chocs non collisionnels, la valeur du champ magnétique et la distribution des particules accélérées (électrons et protons) sont, dans les travaux présentés dans cette thèse, paramétrisées de manière simple, en suivant les prescriptions utilisées habituellement dans la communauté et définies au §3.3.2. Toujours par simplicité ces paramètres de microphysique sont généralement supposés constants tout au long de l'évolution d'un sursaut gamma : c'est une limitation qu'il faut garder à l'esprit car elle manque de justification physique.

Chapitre 3.

Un modèle global des différentes phases d'émission des sursauts gamma

Sommaire

3.1. Dynamique des chocs internes : modèle à « couches solides »	58
3.1.1. Différents référentiels	58
3.1.2. Principe du modèle	59
3.1.3. Calcul de l'évolution dynamique	60
3.1.4. Exemple simple : correspondance entre le modèle et la situation physique	61
3.1.5. Suivi des ondes de choc	61
3.1.6. Efficacité dynamique	62
3.2. Freinage par le milieu extérieur	62
3.2.1. Contexte physique	62
3.2.2. Prise en compte du freinage dans le modèle à couches solides	62
3.2.3. Exemple simple de simulation avec prise en compte du milieu extérieur	64
3.2.4. Structure de milieu extérieur complexe	65
3.3. Conditions physiques locales dans les régions choquées	66
3.3.1. Facteur de Lorentz, masse volumique et densité d'énergie	66
3.3.2. Redistribution de l'énergie dissipée	68
3.4. Validité du modèle dynamique : avantages et limitations	69
3.4.1. Validité du modèle dynamique	69
3.4.2. Limitations sur l'estimation de la densité de matière	69
3.5. Processus radiatifs dans le référentiel comobile	70
3.5.1. Efficacité radiative	70
3.5.2. Spectre phénoménologique	71
3.5.3. Rayonnement synchrotron	71
3.5.4. Diffusion Compton inverse	74
3.5.5. Rayonnement thermique	75
3.5.6. Annihilation $\gamma\gamma$	76
3.5.7. Suivi des couches de fluide choqué pendant la rémanence	76
3.6. Rayonnement observé : effets relativistes et géométrie	78
3.6.1. Une région observable limitée pendant l'émission <i>prompte</i>	78
3.6.2. Emission de haute latitude	79
3.6.3. Prise en compte de la géométrie conique du jet	80
3.6.4. Cas particulier de l'émission photosphérique	81

Une grande partie des travaux, présentés dans cette thèse, s'appuient sur un certain nombre d'outils numériques qui s'inscrivent dans un schéma global visant à proposer une approche cohérente pour l'étude des phases d'émission *prompte* et rémanente des sursauts. L'approche présentée dans ce chapitre, permet en effet de suivre *continûment* l'évolution d'un jet de matière ultra-relativiste durant les phases de dissipation interne (émission *prompte*, Daigne & Mochkovitch 1998) et de décélération par le milieu extérieur (émission rémanente, Genet et al. 2007a). Il est ainsi possible de correctement traiter la transition entre les phases *prompte* et rémanente et de mieux appréhender les liens éventuels entre ces deux phases.

J'ai développé ma propre version des codes de calcul de l'émission *prompte* et de la rémanence en y apportant un certain nombre de contributions originales :

- Extension du module traitant la décélération pour pouvoir prendre en compte des milieux extérieurs de structure complexe (§3.2.4).
- Possibilité de prendre en compte le processus d'auto-absorption synchrotron pendant les phases *prompte* et rémanente (§3.5.3).
- Conception d'un algorithme qui permet d'identifier individuellement les ondes de choc internes, pendant la phase *prompte* (§3.1.5).
- Développement d'une méthode (inspirée de Beloborodov 2005) pour suivre individuellement les régions choquées élémentaires pendant la phase de décélération, ce qui permet un calcul plus réaliste de l'émission rémanente (§3.5.7).
- Développement d'une approche novatrice pour calculer de manière réaliste l'opacité $\gamma\gamma$ vue par un photon de haute énergie, lors de sa propagation au sein de l'écoulement relativiste (§3.5.6 et chapitre 4)

Remarque préliminaire : Les valeurs des énergies globales considérées ci-dessous, telles que l'énergie cinétique du jet E_{kin} et l'énergie totale rayonnée E_{rad} , sont celles qui seraient obtenues, si la source centrale émettait de manière isotrope. Les valeurs réelles peuvent être obtenues en les corrigeant d'un facteur $\Omega/4\pi$, où Ω est l'angle solide couvert par l'éjecta relativiste.

3.1. Dynamique des chocs internes : modèle à « couches solides »

3.1.1. Différents référentiels

Précisons les différents référentiels dans lesquels les événements physiques seront considérés :

- Référentiel « source » : référentiel lié à la source centrale émettrice du jet relativiste. Dans la littérature il est aussi parfois appelé référentiel « du laboratoire ». Dans la suite de ce document, s'il n'est rien précisé, les différentes grandeurs seront exprimées dans ce référentiel.
- Référentiel comobile : référentiel *localement* lié à une particule de fluide du jet, en mouvement ultra-relativiste. L'écoulement considéré dans ce chapitre est supposé à vitesse radiale ($\vec{v} = \beta c \vec{e}_r$). Les coordonnées d'événements observés, ainsi que les mesures de grandeurs physiques (e.g. tenseur énergie-impulsion) faites dans les référentiels source et comobile sont reliés par la transformée de Lorentz :

$$\begin{pmatrix} \Gamma & 0 & 0 & -\beta\Gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\Gamma & 0 & 0 & \Gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta r \\ \Delta y \\ \Delta z \\ c\Delta t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta r' \\ \Delta y' \\ \Delta z' \\ c\Delta t' \end{pmatrix},$$

où $(\Delta r, \Delta y, \Delta z, c\Delta t)$ et $(\Delta r', \Delta y', \Delta z', c\Delta t')$ représentent la distance entre deux événements, mesurée dans les référentiels source et comobile.

- Référentiel « observateur » : référentiel lié à un observateur sur Terre. La principale différence avec le référentiel « source » provient des effets cosmologiques dus à l'expansion de l'univers. Les effets à prendre en compte, pour simuler les courbes de flux observées, sont le décalage vers le

rouge (*redshift*) des photons, la dilatation des temps et la distance de luminosité D_L calculée dans le cadre du modèle cosmologique standard. Pour les différentes formules présentées dans la suite de ce chapitre, ces effets cosmologiques ne sont pas pris en compte ; il est facile de les insérer a posteriori.

Il est possible de définir un « temps observateur » de la manière suivante : un photon émis au temps t_e et au rayon R (référentiel source) sur la ligne de visée d'un observateur, situé à une distance D de la source centrale, sera reçu au temps :

$$t_{\text{obs}}^* = t_e + \frac{D - R}{c},$$

qui par changement d'origine des temps ($t_{\text{obs}} = t_{\text{obs}}^* - \frac{D}{c}$) devient :

$$t_{\text{obs}} = t_e - \frac{R}{c} \quad (3.1)$$

t_{obs} est la variable temporelle pertinente pour décrire l'évolution du rayonnement perçu par l'observateur.

3.1.2. Principe du modèle

Le modèle multi-couches de [Daigne & Mochkovitch \(1998\)](#) se propose de discrétiser le jet ultra-relativiste comme une succession de couches solides. Les phases d'éjection par le moteur central (voir section 2.3) et d'accélération (voir section 2.4) de l'écoulement ne sont pas traitées : les conditions initiales du modèle correspondent donc à un profil de facteur de Lorentz d'un jet de matière baryonique (plasma de protons et d'électrons¹) efficacement accéléré.

On suppose que le rayon R_{acc} où la phase d'accélération s'est terminée est beaucoup plus faible que les rayons auxquels ont lieu les phases d'émission : soit $R_{\text{acc}} \simeq 0$. Hypothèse qui s'avère complètement justifiée dans le cas d'une accélération thermique si l'on compare le rayon de fin d'accélération R_{acc} (équation 2.9) aux rayons photosphérique R_{ph} (équation 2.8) et des chocs internes R_{is} (équation 2.10). Dans le cas d'une accélération magnétique (vraisemblablement plus lente qu'une accélération thermique), cette hypothèse peut être plus discutable selon le modèle considéré (voir section 6.2).

L'énergie interne associée à la « tranche » de fluide représentée par la couche solide est considérée comme nulle (l'écoulement est froid, d'où l'expression « couche solide »). Hypothèse qui se justifie par le fait que l'énergie interne est efficacement convertie en énergie cinétique macroscopique durant la phase d'accélération ; de plus l'éventuel reliquat d'énergie interne restant à la fin de l'accélération est libéré à la photosphère (l'émission photosphérique résultante est prise en compte dans le modèle, §3.5.5, §3.6.4, section 6.2) *avant* la phase des chocs internes ($R_{\text{ph}} \lesssim R_{\text{is}}$, comparer les équations 2.8 et 2.10).

La dynamique initiale du jet ultra-relativiste peut donc être entièrement déterminée par ses profils de facteur de Lorentz $\Gamma(t_{\text{inj}})$ et de puissance cinétique $\dot{E}_{\text{kin}}(t_{\text{inj}})$ en fonction d'un « temps d'injection » t_{inj} ; le débit de masse est alors donné par $\dot{M}(t_{\text{inj}}) \simeq \dot{E}_{\text{kin}}(t_{\text{inj}})/\Gamma(t_{\text{inj}})c^2$. La durée totale de la phase d'injection est notée t_W .

Cette écoulement est discrétisé en N couches solides entièrement caractérisées par les grandeurs suivantes :

- $R_{\text{inj}} = R_{\text{acc}}$: rayon d'injection de la couche solide. Sauf cas particulier, ce rayon est considéré comme nul.
- t_{inj} : temps d'injection de la couche solide.
- $M_{\text{inj}} = \dot{M}(t_{\text{inj}}) \Delta t_{\text{inj}}$: masse initiale de la couche solide, où Δt_{inj} est la durée d'injection associée à cette couche.

1. Ici on ne prend pas en compte l'influence d'une éventuelle composante de neutrons. [Rossi et al. \(2006\)](#) montrent que ceux-ci auraient notamment pour effet de diminuer l'intensité des chocs internes.

– $\Gamma_{\text{inj}} = \Gamma(t_{\text{inj}})$: facteur de Lorentz initial de la couche solide.

L'énergie totale initiale d'une couche solide vaut $E_{\text{inj}} = \Gamma_{\text{inj}} \cdot M_{\text{inj}} \cdot c^2$.

Dans les exemples de simulations présentés dans ce manuscrit, sauf si l'étude d'un effet physique spécifique nécessite une prescription contraire (voir chapitre 10), on suppose généralement que la puissance d'injection \dot{E}_{kin} est constante. D'un point de vue numérique, si l'échelle de variabilité la plus petite de la dynamique initiale de l'écoulement est Δt_{var} , le pas de temps de discrétisation (l'écart temporel entre deux couches successives) doit vérifier $\Delta t_{\text{inj}} \ll \Delta t_{\text{var}}$, afin d'assurer un résultat indépendant de Δt_{inj} . Si le pas de discrétisation Δt_{inj} est choisi constant, le nombre initial de couches sera $N = t_W / \Delta t_{\text{inj}}$.

3.1.3. Calcul de l'évolution dynamique

Une fois les conditions initiales d'injection données via les caractéristiques des couches solides, le déroulement principal du calcul a lieu de la manière suivante. Il consiste à fusionner (collision inélastique) au fur et à mesure les différentes couches solides qui se rencontrent, du fait d'une vitesse relative non nulle. Deux couches successives C_i et C_{i+1} sont susceptibles d'entrer en collision si les rayons de position et les facteurs de Lorentz associés vérifient $R_{i+1} < R_i$ et $\Gamma_{i+1} > \Gamma_i$ (i.e. la couche C_{i+1} rattrape la couche C_i). Dans la suite de ce chapitre, on supposera que les couches sont indexées par rayons décroissants – la couche C_1 correspond donc au front avant de l'écoulement.

Rayon de la collision. A un instant donné, si les couches C_{i+1} et C_i sont séparées d'une distance $c\Delta t = R_i - R_{i+1}$, elles sont susceptibles (si d'autres collisions n'ont pas modifié la configuration dynamique entre temps) d'entrer en collision au rayon :

$$R_{\text{col}} \simeq R_{i+1} + \frac{2\Gamma_i^2\Gamma_{i+1}^2}{\Gamma_{i+1}^2 - \Gamma_i^2} c\Delta t \quad (3.2)$$

Par exemple, pour $\Gamma_i = 200$, $\Gamma_{i+1} = 400$, $R_{i+1} = 0$, et $\Delta t = 1$ s, le rayon de collision vaut $R_{\text{col}} = 3.2 \cdot 10^{15}$ cm (si $\Gamma_{i+1} \gg \Gamma_i$, on retrouve la formule 2.10).

Masse de la couche résultante. Elle s'obtient sous l'hypothèse de conservation :

$$M_f = M_i + M_{i+1} \quad (3.3)$$

Les facteurs de Lorentz macroscopique Γ_f et microscopique Γ_f^{int} (associé aux mouvements microscopiques de la matière choquée) de la couche résultante s'obtiennent par la conservation du quadri vecteur énergie-impulsion :

$$\begin{pmatrix} \beta_i \Gamma_i M_i c^2 \\ \Gamma_i M_i c^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \beta_{i+1} \Gamma_{i+1} M_{i+1} c^2 \\ \Gamma_{i+1} M_{i+1} c^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_f \Gamma_f \Gamma_f^{\text{int}} M_f c^2 \\ \Gamma_f \Gamma_f^{\text{int}} M_f c^2 \end{pmatrix}$$

Facteur de Lorentz macroscopique résultant.

$$\Gamma_f \simeq \sqrt{\Gamma_i \Gamma_{i+1}} \sqrt{\frac{M_i \Gamma_i + M_{i+1} \Gamma_{i+1}}{M_i \Gamma_{i+1} + M_{i+1} \Gamma_i}} \quad (3.4)$$

Energie cinétique perdue. L'énergie perdue lors de la collision inélastique est donnée par :

$$E_{\text{col}} = (\Gamma_i M_i + \Gamma_{i+1} M_{i+1} - \Gamma_f M_f) c^2 \quad (3.5)$$

Facteur de Lorentz microscopique de la matière choquée. Dans un premier temps, l'énergie dissipée est convertie en énergie interne dans la région choquée. Le facteur de Lorentz associé est donné

par :

$$\Gamma_f^{\text{int}} - 1 = \frac{E_{\text{col}}}{\Gamma_f M_f c^2} = \frac{\epsilon_*}{c^2}, \quad (3.6)$$

où ϵ_* est la densité spécifique d'énergie dissipée dans le référentiel comobile.

3.1.4. Exemple simple : correspondance entre le modèle et la situation physique

Conditions initiales. Cette sous-section propose la description d'une simulation simple pour mettre en évidence les correspondances entre les éléments du modèle dynamique et la situation hydrodynamique réelle. La figure 3.1 illustre le profil initial de facteur de Lorentz adopté. Il y a d'abord une injection de matière « lente » pour $t \leq 2$ s avec un facteur de Lorentz $\Gamma_{\text{inf}} = 100$, puis une injection de matière plus rapide avec un facteur de Lorentz $\Gamma_{\text{sup}} = 400$ pour $2 \text{ s} < t \leq 10 \text{ s}$. Il y a donc un saut de vitesse à $t = 2$ s. La puissance d'injection $\dot{E}_{\text{kin}} = 10^{54} \text{ erg s}^{-1}$ est constante. Le nombre initial de couches est $N = 1000$.

Bilan cinématique. Au début, une couche intermédiaire entre les zones rapide et lente se crée, résultat des premières collisions entre les couches situées au voisinage du saut de vitesse. Au cours de l'évolution cette couche intermédiaire – de facteur de Lorentz Γ_{choc} également intermédiaire, $\Gamma_{\text{inf}} < \Gamma_{\text{choc}} < \Gamma_{\text{sup}}$ – absorbe de plus en plus de couches lentes et rapides. Ce comportement dynamique peut s'interpréter comme la propagation de deux chocs hydrodynamiques :

- Propagation du « choc droit » : correspond à l'absorption successive des couches lentes.
- Propagation du « choc gauche » : correspond à l'absorption successive des couches rapides.
- Matière choquée : correspond à la couche intermédiaire qui absorbe de plus en plus de matière.

La figure 3.1 montre la répartition du facteur de Lorentz en fonction de la masse² à différents instants. La courbe noire représente la répartition initiale à t_0 . La courbe bleue donne la répartition à un instant intermédiaire $t_1 > t_0$: le choc droit s'identifie par le saut de vitesse en $M/M_{\text{tot}} \simeq 0.675$ et le choc gauche par le saut de vitesse en $M/M_{\text{tot}} \simeq 0.4$. La courbe rouge donne le facteur de Lorentz à un temps $t_2 > t_1$ où le choc droit a disparu (il a balayé toutes les couches lentes) : il reste uniquement le choc gauche identifiable par le saut de vitesse en $M/M_{\text{tot}} \simeq 0.25$. À terme, le choc gauche disparaîtra également après avoir balayé toutes les couches rapides. De manière générale, la fin de la phase dissipative des chocs internes est obtenu lorsque toutes les couches de matière sont ordonnées par facteurs de Lorentz croissants en fonction du rayon. Cet exemple illustre bien la correspondance entre le modèle simple présenté ici et la situation hydrodynamique réelle. Ce modèle à « couches solides » a été validé par une comparaison détaillée avec un code hydrodynamique relativiste (Daigne & Mochkovitch 2000).

3.1.5. Suivi des ondes de choc

Au cours du développement d'une méthode de calcul détaillé de l'opacité $\gamma\gamma$ vue par un photon de haute énergie (voir chapitre 4), j'ai été amené à concevoir un algorithme permettant de suivre individuellement les chocs internes formés au cours d'une simulation. Plus précisément, il s'agit d'identifier les séries de collisions qui représentent les différentes ondes de chocs qui seraient formées dans une situation hydrodynamique réelle (l'algorithme est reporté en annexe C). Par exemple, en reprenant l'exemple simple du §3.1.4, il s'agit de déterminer pour chaque collision, si elle s'identifie à un élément de choc droit, ou un élément de choc gauche.

Cet algorithme est général et peut être utilisé pour d'autres applications. Elle serait par exemple utile pour continuer de suivre les couches de matières choquées qui n'ont pas rayonné toute leur énergie (i.e. qui sont encore « tièdes ») à la fin d'un temps dynamique – j'ai d'ores et déjà développé une méthode pour traiter ce genre de situations, que j'ai implémentée dans le cas de la rémanence (voir §3.5.7).

2. Cette représentation est équivalente à une approche « lagrangienne ».

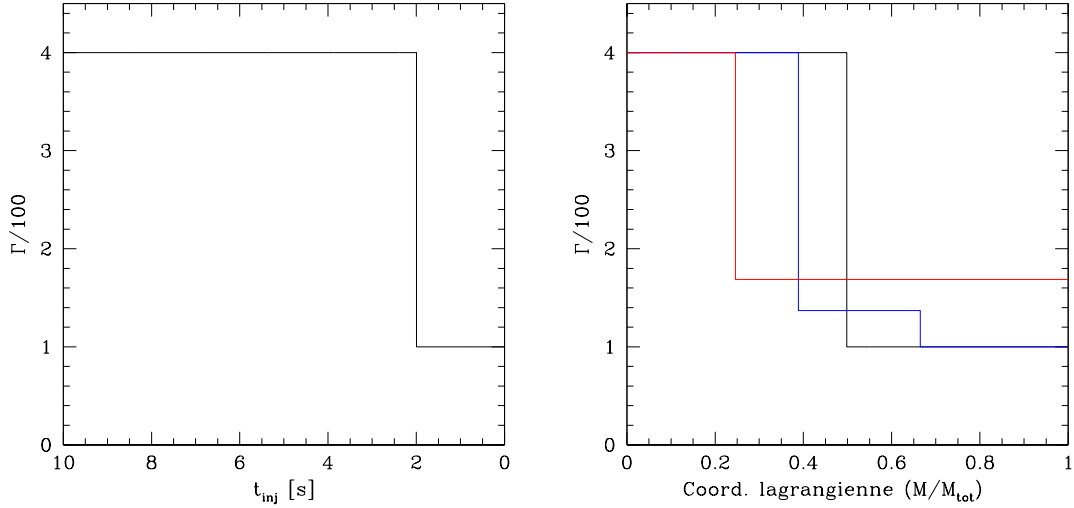


FIGURE 3.1.: **Exemple simple – Profil du facteur de Lorentz.** *Gauche* : facteur de Lorentz initial du jet en fonction du temps d'injection t_{inj} . La puissance cinétique d'injection \dot{E}_{kin} adoptée est constante. *Droite* : distribution de Facteur de Lorentz représentée à trois instants différents, $t_0 = 0$ s (noir), $t_1 \simeq 3.4 \times 10^4$ s (bleu), $t_2 \simeq 8.9 \times 10^4$ s (rouge).

3.1.6. Efficacité dynamique

L'efficacité dynamique η_{diss} est le rapport entre l'énergie dissipée tout au long de l'évolution et celle initialement injectée :

$$\eta_{\text{diss}} = \frac{E_{\text{diss}}^{\text{tot}}}{E_{\text{kin}}} \quad (3.7)$$

Dans l'exemple de la section 3.1.4, on obtient une efficacité dynamique de 15%.

3.2. Freinage par le milieu extérieur

3.2.1. Contexte physique

Souvent pour la phase d'émission *prompte* gamma, la prise en compte d'un milieu extérieur n'a que très peu d'influence (tant que $R_{\text{is}} \ll R_{\text{dec}}$). Toutefois, si l'on désire également simuler la rémanence d'un sursaut gamma, cet aspect devient indispensable, puisque celle-ci est associée au freinage de l'éjecta relativiste. L'avantage d'avoir un modèle « unifié » (à l'inverse de deux modèles distincts, l'un pour l'émission *prompte*, l'autre pour la rémanence) est de pouvoir simuler correctement la phase de transition, pour laquelle de plus en plus d'observations sont disponibles.

3.2.2. Prise en compte du freinage dans le modèle à couches solides

La prise en compte du freinage extérieur revient à traiter la dynamique du choc avant et du choc en retour qui se forment lorsque le jet relativiste accumule, à l'avant, la masse du milieu extérieur qu'il balaye (voir §2.6.2). Au sein du modèle, cette tâche nécessite la prise en compte d'un milieu extérieur choqué qui s'accumule à l'avant de la première couche solide du jet.

Dans ce modèle étendu, le milieu extérieur choqué est caractérisé par :

- R_{ext} : son rayon qui est supposé être le même que celui de la couche C_1 , correspondant au front avant du jet relativiste (le léger décalage est négligeable). On a donc $R_{\text{ext}} = R_1$.
- Γ_{ext} : son facteur de Lorentz. Les conditions à la discontinuité de contact imposent $\Gamma_{\text{ext}} = \Gamma_1$.

- M_{ext} : masse du milieu extérieur choqué. Elle est donnée par

$$M_{\text{ext}}(R_{\text{ext}}) = \int_0^{R_{\text{ext}}} 4\pi r^2 \rho_{\text{ext}}(r) dr ,$$

où $\rho_{\text{ext}}(r)$ est le profil de densité du milieu extérieur.

- $\Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}}$: facteur de Lorentz moyen associé à son énergie interne.

Energie interne du milieu extérieur choqué. L'évolution de $\Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}}$ dépend de l'efficacité des processus radiatifs au sein de la matière choquée. Deux cas extrêmes sont souvent considérés :

- Rayonnement très efficace : toute l'énergie dissipée est rapidement perdue par rayonnement. La matière choquée est donc « froide » : $\Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} = 1$.
- Aucune perte par rayonnement : l'évolution est adiabatique.

Les résultats obtenus sont très différents selon l'hypothèse adoptée. En effet le choc avant est un choc fort ultra-relativiste dont l'énergie dissipée par unité de masse est donnée par $\epsilon_* \simeq \Gamma_{\text{ext}} c^2$ (référentiel comobile) : l'énergie interne de la matière fraîchement choquée est donc très supérieure à son énergie de masse ($\epsilon_*/c^2 \gg 1$). Par conséquent, l'hypothèse de conservation (ou non) de l'énergie interne de la matière choquée a donc une grande influence sur la dynamique de la décélération (contrairement au cas des chocs internes, où $\epsilon_*/c^2 \lesssim 1$).

Traitement des chocs internes. Une collision interne entre deux couches solides C_i et C_{i+1} ($i \neq 1$) n'est pas affectée par le milieu extérieur et se traite exactement comme dans la section 3.1.

Traitement du choc en retour. La présence du milieu extérieur choqué à l'avant de la couche C_1 requiert un traitement spécial pour une collision entre la couche C_1 et la couche C_2 (illustration de la situation en figure 3.2, panneau gauche) : le facteur de Lorentz macroscopique final est modifié par rapport à un choc interne classique. En effet, la conservation du tenseur énergie-impulsion s'écrit

$$\begin{pmatrix} \beta_2 \Gamma_2 M_2 c^2 \\ \Gamma_2 M_2 c^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \beta_1 \Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \\ \Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_f \Gamma_f (\Gamma_f^{\text{int}} M_f + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \\ \Gamma_f (\Gamma_f^{\text{int}} M_f + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \end{pmatrix} ,$$

donnant

$$\Gamma_f \simeq \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} \sqrt{\frac{(M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) \Gamma_1 + M_2 \Gamma_2}{(M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) \Gamma_2 + M_2 \Gamma_1}} , \quad (3.8)$$

Les autres quantités peuvent s'évaluer avec les formules de la section 3.1, en prenant $i = 1$.

Traitement du choc avant. Pour discrétiser l'effet du milieu extérieur, la prescription adaptée est de déclencher une collision, chaque fois que la couche C_1 balaye une masse de milieu extérieur ΔM_{ext} égale à ³ :

$$\Delta M_{\text{ext}} = q \frac{M_1 + M_{\text{ext}}}{\Gamma_1} \quad (3.9)$$

La collision se fait alors entre l'ensemble (C_1 + milieu extérieur choqué) et une couche solide au repos de masse ΔM_{ext} (illustration de la situation en figure 3.2, panneau droit). Le paramètre q est fixé a priori : plus il sera grand, plus le calcul sera rapide mais moins il sera précis. Des tests menés par Genet et al. (2007a) ont montré que les résultats obtenus convergent (i.e. deviennent indépendants de la valeur de q adoptée) pour $q < 0.01$ – la valeur prise par défaut sera donc $q = 10^{-2}$.

3. Rappelons qu'il faut une masse au repos (M/Γ) pour freiner significativement une masse ultra-relativiste M se déplaçant initialement avec un facteur de Lorentz Γ . Voir l'annexe B.

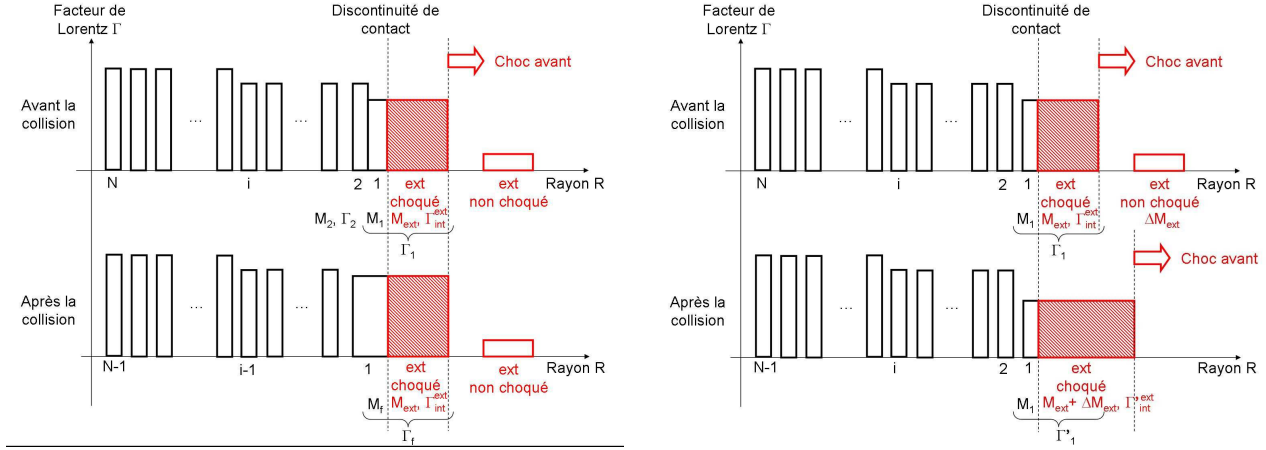


FIGURE 3.2.: **Modélisation de la décélération par le milieu extérieur le milieu extérieur.**

Gauche : fusion entre les couches solides C_1 et C_2 modélisant la propagation du choc en retour.

Droite : fusion entre la couche C_1 et une couche de milieu extérieur au repos modélisant la propagation du choc avant.

– *Facteur de Lorentz de la couche C_1 .* Dans ce cas la conservation du tenseur énergie-impulsion s'écrit

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \Delta M_{\text{ext}} c^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \beta_1 \Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \\ \Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta'_1 \Gamma'_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}'} (M_{\text{ext}} + \Delta M_{\text{ext}})) c^2 \\ \Gamma'_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}'} (M_{\text{ext}} + \Delta M_{\text{ext}})) c^2 \end{pmatrix},$$

ce qui donne comme facteur de Lorentz macroscopique finale :

$$\Gamma'_1 \simeq \sqrt{\Gamma_1} \sqrt{\frac{\Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) + \Delta M_{\text{ext}}}{(M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) + 2\Gamma_1 \Delta M_{\text{ext}}}} \quad (3.10)$$

– *Facteur de Lorentz microscopique du milieu extérieur choqué.* Le nouveau facteur de Lorentz associé à l'énergie interne du milieu extérieur choqué a pour expression :

$$\Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}'} \simeq \frac{M_1}{M_{\text{ext}} + \Delta M_{\text{ext}}} \left(\frac{\Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) + \Delta M_{\text{ext}}}{\Gamma'_1 M_1} - 1 \right) \quad (3.11)$$

3.2.3. Exemple simple de simulation avec prise en compte du milieu extérieur

Ce paragraphe présente un exemple simple de sursaut synthétique pour illustrer l'ensemble de l'approche qui prend en compte la décélération du jet relativiste par le milieu extérieur.

Conditions initiales pour le jet. La figure 3.3 (panneau gauche) montre le profil de facteur de Lorentz utilisé pour la phase d'injection. Voici l'expression analytique des différentes branches :

- $t_{\text{inj}} < 0.1 t_W$: $\Gamma(t) = \Gamma_{\text{min}}$
- $0.1 t_W < t_{\text{inj}} < 0.5 t_W$: $\Gamma(t) = \Gamma_{\text{max}}$
- $0.5 t_W < t_{\text{inj}} < t_W$: $\Gamma(t) = \Gamma_f + (\Gamma_{\text{max}} - \Gamma_f) \left[\frac{1-t/t_W}{0.5} \right]$

Avec $t_W = 20$ s, $\Gamma_{\text{min}} = 100$, $\Gamma_{\text{max}} = 400$, $\Gamma_f = 2$.

La partie $t_{\text{inj}} < 0.5 t_W$ correspond à l'éjecta ultra-relativiste dans lequel ont lieu les chocs internes et la partie $t_{\text{inj}} > 0.5 t_W$ à un arrêt progressif de l'éjection relativiste par la source centrale. Pendant la phase d'émission *prompte* les couches plus lentes injectées à $t_{\text{inj}} < 0.5 t_W$ prennent du retard par rapport à l'avant du jet, mais ultérieurement le freinage du milieu extérieur leur permet de rattraper le choc en retour dans le jet : ce sont ces collisions qui permettent d'obtenir une énergie dissipée par le

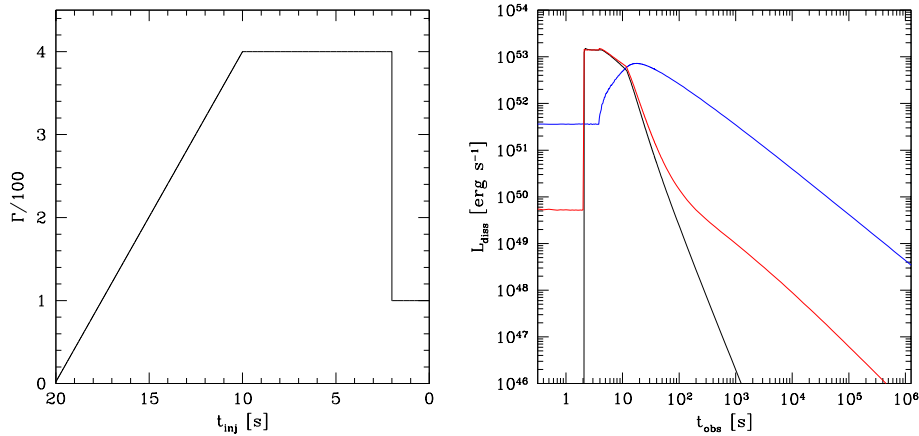


FIGURE 3.3.: **Exemple simple de simulation avec prise en compte du milieu extérieur.**

Gauche : Profil de facteur de Lorentz initial. La puissance cinétique du jet est $\dot{E}_{\text{kin}} = 10^{54} \text{ erg s}^{-1}$.

Droite : Puissance bolométrique en fonction de t_{obs} – rayonnement qui serait perçu par un observateur si toute l'énergie dissipée était entièrement et instantanément rayonnée (voir section 3.6).

Noir : chocs internes, sans le milieu extérieur. Rouge : (chocs internes + choc en retour). Bleu : choc externe. Le milieu extérieur est de type vent stellaire avec $s = 2$ et $A/A_* = 0.2$.

choc en retour, qui reste significative aux temps tardifs. Ces collisions sont nécessaires si l'on souhaite générer l'ensemble de la rémanence par le choc en retour (voir chapitre 8).

Luminosité bolométrique. L'une des grandeurs les plus adaptées pour mettre en évidence l'influence du milieu extérieur est la courbe de lumière bolométrique qui serait obtenue si toute l'énergie dissipée était efficacement rayonnée. Le profil temporel élémentaire de luminosité bolométrique utilisé pour une collision prend en compte l'émission de haute latitude (voir section 3.6). La figure 3.3 (panneau droit) donne la courbe de lumière correspondant aux (chocs internes + choc en retour) – comparée à celle des chocs internes obtenue sans milieu extérieur – et celle associée au choc externe. Le milieu extérieur choisi est de type vent stellaire avec $A/A_* = 0.2$.

Pour $t_{\text{obs}} < 2 \text{ s}$, les chocs internes ne se sont pas encore déclenchés, le niveau de la courbe rouge étant uniquement due au choc en retour.

Pendant l'émission *prompte* ($2 \text{ s} < t_{\text{obs}} < 14 \text{ s}$), les courbes noire et rouge restent très proches l'une de l'autre, l'influence du milieu extérieur restant très faible. Mais ensuite, pendant la rémanence, les évolutions sont sensiblement différentes : la présence d'un milieu extérieur ralentit l'éjecta choqué à l'avant du jet, ce qui permet aux couches plus lentes (de la partie $t_{\text{inj}} > 0.5 t_W$) de le rattraper. Cette phase est accompagnée d'une dissipation d'énergie.

Pendant l'émission *prompte*, l'énergie dissipée par le choc avant est plus faible que la composante due aux chocs internes. Toutefois, pendant la phase de rémanence, elle domine largement la contribution du choc en retour.

3.2.4. Structure de milieu extérieur complexe

Dans différentes situations astrophysiques (qui permettraient par exemple d'expliquer des changements de régime observés dans la rémanence de certains sursauts), la rémanence se développe au sein d'un milieu extérieur ayant une structure complexe (dont la densité n'obéit plus à une simple loi de puissance $\rho \propto R^{-s}$).

Dans le cas des sursauts longs il peut s'agir de modéliser la région où le vent stellaire de l'étoile parent rencontre le milieu interstellaire : il se crée alors une structure similaire à celle présentée pour la décélération de l'éjecta relativiste par son milieu environnant (voir figure 2.4). Une onde de choc se propage dans le milieu interstellaire et une autre remonte le vent stellaire ; le vent stellaire et le milieu

interstellaire choqués sont séparés par une surface de discontinuité (voir [Eldridge et al. 2006](#) pour un exemple de calcul de rémanence dans un tel contexte).

Dans le cas des sursauts courts il peut s'agir d'un milieu interstellaire structuré – par exemple si l'éjecta relativiste rencontre un nuage dense. C'est cette possibilité que j'ai considérée dans l'une de mes études (voir §10.3.3) pour déterminer si des structures variables détectées dans la rémanence de certains sursauts peuvent s'expliquer par un milieu extérieur inhomogène. Prendre en compte un milieu extérieur complexe ne change pas l'essence du modèle ; il s'agissait d'une simple difficulté technique d'implémentation.

3.3. Conditions physiques locales dans les régions choquées

3.3.1. Facteur de Lorentz, masse volumique et densité d'énergie

— Chocs internes et choc en retour —

La succession des fusions entre deux couches solides correspond donc à la propagation d'une onde de choc interne ou du choc en retour. Il est possible de donner une estimation des conditions physiques dans la matière choquée. Certaines prescriptions supplémentaires sont nécessaires pour compenser les informations manquantes dans le modèle des couches solides par rapport à une approche hydrodynamique complète⁴. Pour l'estimation des différentes conditions physiques de la matière choquée, immédiatement après le passage de l'onde de choc, il est considéré que l'essentiel de l'énergie est dissipée lorsque deux masses comparables de chaque couche ont fusionné. Ce raffinement permet de mieux respecter l'aspect hydrodynamique, particulièrement lorsque deux couches de masses très différentes fusionnent. Des comparaisons effectuées par [Daigne & Mochkovitch \(2000\)](#) à l'aide d'un code hydrodynamique ont permis de valider cette prescription. La « masse efficace » à prendre en compte pour deux couches en fusion est donc :

$$M_{\text{eff}} = 2 \times \min(M_i, M_{i+1}) \quad (3.12)$$

Facteur de Lorentz de la matière choquée. Cette même prescription conduit à un facteur de Lorentz de la matière choquée valant :

$$\Gamma_* = \sqrt{\Gamma_i \Gamma_{i+1}} \quad (3.13)$$

Cette expression peut être comparée à l'équation 3.4 qui donne Γ_f , le facteur de Lorentz « final » (atteint sur des échelles de temps plus longues) de la couche résultante. La figure 3.4 (panneau gauche) donne un exemple d'évolution de Γ_* pour des conditions physiques de jet identiques à celles adoptées en 3.1.4. On distingue clairement les différentes phases analysées en 3.1.4. Pour $t_{\text{obs}} < 4.5$ s, deux chocs se propagent : la branche à plus faible facteur de Lorentz correspond au choc droit, tandis que l'autre correspond au choc gauche. Ensuite pour $t_{\text{obs}} > 4.5$ s le choc droit a disparu.

Notons que dans cet exemple simple, on peut retrouver analytiquement les valeurs de facteur de Lorentz $\Gamma_{*,d} \simeq 117$ et $\Gamma_{*,g} \simeq 234$ de la matière choquée par les chocs droit et gauche, pendant la phase où ces deux chocs sont présents (voir figure 3.4, panneau gauche, $t_{\text{obs}} < 4.5$ s). En effet le facteur de Lorentz résultant de la couche intermédiaire entre les parties lente ($\Gamma_{\text{inf}} = 100$) et rapide ($\Gamma_{\text{sup}} = 400$) est donnée par⁵

$$\Gamma_{f,i} \simeq \sqrt{\frac{2\Gamma_{\text{inf}}\Gamma_{\text{sup}}}{\Gamma_{\text{sup}}/\Gamma_{\text{inf}} + \Gamma_{\text{inf}}/\Gamma_{\text{sup}}}} \simeq 137.$$

Ce qui donne bien comme valeurs de facteurs de Lorentz, pour la matière choquée par les deux chocs droit et gauche :

$$\Gamma_{*,d} \simeq \sqrt{\Gamma_{f,i}\Gamma_{\text{inf}}} \simeq 117 \quad \text{et} \quad \Gamma_{*,g} \simeq \sqrt{\Gamma_{f,i}\Gamma_{\text{sup}}} \simeq 234.$$

4. Elles peuvent être discutables ; voir 3.4 pour plus de détails sur les limitations du modèle.

5. Cette formule correspond à l'équation 3.4 pour des couches rapides et lentes de même énergie cinétique.

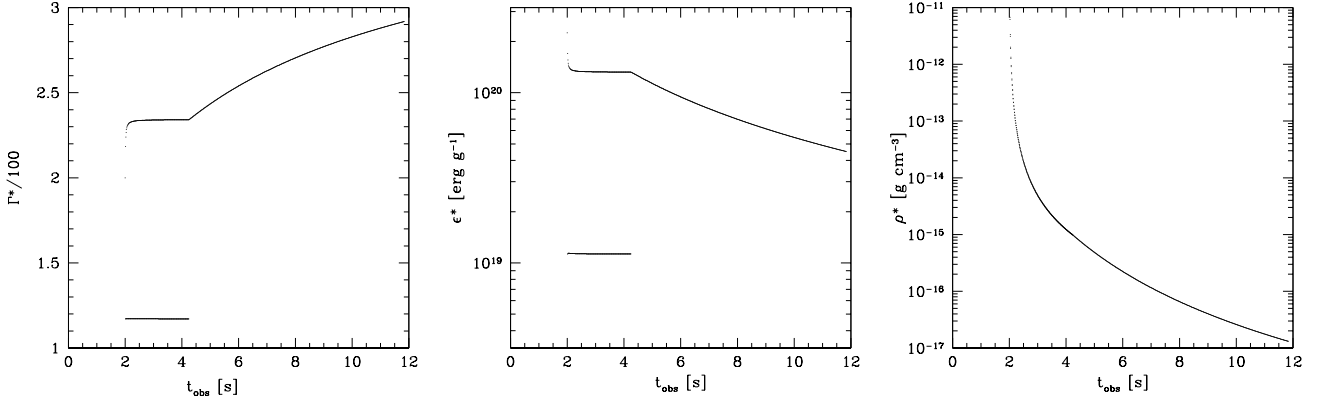


FIGURE 3.4.: **Exemple simple – Conditions physiques dans la matière choquée.** *Gauche* : Facteur de Lorentz macroscopique Γ_* de la matière choquée en fonction de t_{obs} . *Milieu* : énergie dissipée par unité de masse en fonction de t_{obs} . *Droite* : masse volumique en fonction de t_{obs} .

Energie dissipée par unité de masse. Toujours avec la même prescription, l'énergie dissipée par unité de masse, dans le référentiel comobile, est donnée par :

$$\epsilon_* = \frac{E_{\text{col}}}{M_{\text{eff}}} \frac{1}{\Gamma_*} = \frac{\Gamma_i + \Gamma_{i+1} - 2\sqrt{\Gamma_i \Gamma_{i+1}}}{2\sqrt{\Gamma_i \Gamma_{i+1}}} c^2.$$

Cette équation peut se reformuler en faisant apparaître le facteur de Lorentz interne Γ_{int} , associé aux mouvements microscopiques de la matière choquée :

$$\epsilon_* = (\Gamma_{\text{int}} - 1) c^2 \text{ et } \Gamma_{\text{int}} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\frac{\Gamma_i}{\Gamma_{i+1}}} + \sqrt{\frac{\Gamma_{i+1}}{\Gamma_i}} \right]. \quad (3.14)$$

La figure 3.4 (panneau central) montre l'évolution de ϵ_* en fonction de t_{obs} . Les conditions initiales du jet sont les mêmes qu'en 3.1.4. Une nouvelle fois on distingue clairement les deux phases dynamiques :

- $t_{\text{obs}} < 4.5$ s : propagation du choc droit et du choc gauche.
- $t_{\text{obs}} > 4.5$ s : il ne reste plus que l'évolution du choc gauche.

Il est également possible de retrouver analytiquement, à partir de la formule 3.14 (en réutilisant les valeurs de facteurs de Lorentz obtenues ci-dessus) les valeurs d'énergie spécifique dissipée $\epsilon_{*,d} \simeq 1.2 \times 10^{-2} c^2$ et $\epsilon_{*,g} \simeq 0.15 c^2$ de la matière choquée par les chocs droit et gauche, pendant la phase où ces deux chocs sont présents (voir figure 3.4, panneau du milieu, $t_{\text{obs}} < 4.5$ s).

Masse volumique. La masse volumique de la matière choquée est l'une des grandeurs les plus délicates à estimer, du fait que le modèle ne traite pas directement les équations de l'hydrodynamique. La masse volumique moyenne (référentiel comobile), associée à une collision, est donnée par :

$$\rho_* = \frac{M_*}{\Gamma_* 4\pi R^2 \Delta_*}, \quad (3.15)$$

où M_* , Γ_* , Δ_* sont la masse, le facteur de Lorentz et l'épaisseur (référentiel source) de la région choquée élémentaire. Le modèle ne donne aucune information directe sur l'épaisseur des régions choquées – cette dernière est estimée de la manière suivante :

$$\frac{M_*}{\Delta_*/c} \sim \bar{M} = \frac{\dot{E}_{\text{kin}}}{\bar{\Gamma} c^2}, \quad (3.16)$$

où $\bar{\Gamma}$ et \bar{M} sont le facteur de Lorentz et débit moyens de l'écoulement. Comparée à une simulation hydrodynamique, le modèle à couches solides a tendance à sous-estimer la masse volumique réelle, les ondes de choc étant associées à une forte compression de la matière. La figure 3.4 (panneau droit) montre l'évolution de ρ_* en fonction de t_{obs} . Les conditions initiales du jet sont les mêmes qu'en 3.1.4.

— Choc avant —

Dans le cas du choc avant, la situation est plus simple à traiter. Le facteur de Lorentz de la matière choquée vaut $\Gamma_* \simeq \Gamma_1$, tandis que la masse volumique ρ_* et l'énergie spécifique dissipée ϵ_* (juste après le passage du choc) sont données par les relations de passage d'un choc fort relativiste (Blandford & McKee 1976) :

$$\rho_* \simeq 4\Gamma_* \rho_{\text{ext}} \quad (3.17)$$

$$\epsilon_* \simeq \Gamma_* c^2, \quad (3.18)$$

où ρ_{ext} est la densité du milieu extérieur non choqué. Le facteur de Lorentz du choc est donné par

$$\Gamma_{\text{sh}} = \sqrt{2}\Gamma_* . \quad (3.19)$$

3.3.2. Redistribution de l'énergie dissipée

L'énergie dissipée (qui a pour densité volumique $\rho_* \epsilon_*$) au cours des collisions est principalement stockée sous trois formes différentes :

- Energie cinétique microscopique des électrons. Notons ϵ_e la fraction de l'énergie dissipée stockée dans les électrons, au cours d'une collision. La fraction, ζ , des électrons accélérés (dont la distribution est non thermique) peut être inférieure à l'unité (voir la section 2.7 pour une discussion de la physique des chocs non collisionnels).
- Energie magnétique. Notons ϵ_B la fraction de l'énergie dissipée stockée sous forme magnétique, au cours d'une collision.
- Energie cinétique microscopique des protons. Notons ϵ_p la fraction de l'énergie dissipée stockée dans les protons, au cours d'une collision.

La conservation de l'énergie impose $\epsilon_e + \epsilon_B + \epsilon_p \leq 1$ (une autre fraction de l'énergie peut éventuellement être stockée dans une population thermique d'électrons, voir section 2.7). Les valeurs de ϵ_e et ϵ_B sont fixées a priori et sont généralement supposées rester constantes tout au long d'une simulation. Actuellement, le manque de connaissance au sujet des processus d'accélération dans les ondes de chocs relativistes ne permet pas d'adopter une approche plus élaborée que cette simple paramétrisation (voir section 2.7).

Champ magnétique. La valeur du champ magnétique (référentiel comobile) s'obtient à partir de la densité d'énergie magnétique $u_B = \frac{B^2}{8\pi} = \epsilon_B \rho_* \epsilon_*$:

$$B = \sqrt{8\pi \epsilon_B \rho_* \epsilon_*} \quad (3.20)$$

Distribution du facteur de Lorentz interne des électrons. La distribution du facteur de Lorentz des électrons, issue du processus d'accélération, est considérée être une simple loi de puissance ($n_e(\gamma) \propto (\gamma/\gamma_m)^{-p}$) de facteur de Lorentz minimum γ_m et d'exposant $-p$. Elle est entièrement caractérisée par les trois paramètres ϵ_e , p et ζ . Le facteur de Lorentz minimum des électrons est alors donné par l'expression (voir annexe D) :

$$\gamma_m = \frac{m_p}{m_e} \frac{p-2}{p-1} \frac{\epsilon_e}{\zeta} \frac{\epsilon_*}{c^2} \quad (3.21)$$

Notons qu'une prescription similaire pourrait être adoptée pour les protons, si l'on désire prendre également leur rayonnement en compte.

3.4. Validité du modèle dynamique : avantages et limitations

L'un des principaux points forts de ce modèle à couches solides est la rapidité du calcul numérique qui ne dure que quelques secondes. En particulier, comparé à un code hydrodynamique, le gain de temps est assez spectaculaire.

3.4.1. Validité du modèle dynamique

— Phase de chocs internes —

[Daigne & Mochkovitch \(2000\)](#) ont effectué des comparaisons entre les résultats obtenus par ce modèle simplifié et ceux obtenus par un modèle hydrodynamique-1D relativiste, lagrangien, à symétrie sphérique. Les résultats obtenus sont très satisfaisants, au vu de la différence de temps de calcul.

Limitation : conservation de l'énergie. Les couches solides sont initialement supposées correspondre à de la matière « froide », c'est à dire avec une énergie interne négligeable. Pour chaque nouvelle collision inélastique de deux couches solides, il y a une perte d'énergie cinétique. Cette dernière correspond à la dissipation d'énergie due à la propagation des ondes de choc internes : il y a une redistribution d'énergie macroscopique en énergie interne au sein de la matière choquée. Cette énergie interne n'est que partiellement perdue sous forme radiative ; la fraction restante, en toute rigueur, devrait influencer la suite de la dynamique⁶. Toutefois, cet effet n'est pas pris en compte dans le modèle présenté ici. L'effet sur la dynamique serait minime, puisque les chocs internes ne convertissent qu'une faible fraction de l'énergie cinétique initiale en énergie interne. De plus un bon accord est obtenu avec le code hydrodynamique de [Daigne & Mochkovitch \(2000\)](#), alors même que l'évolution du fluide y est supposée adiabatique (hypothèse extrême inverse).

— Phase de décélération —

Un premier moyen de valider l'approche adoptée pour traiter la phase de décélération a été de comparer nos résultats numériques aux solutions auto-similaires obtenues par [Blandford & McKee \(1976\)](#). Passé le régime précoce d'établissement de la décélération (i.e. pour un rayon $R \gg R_{\text{dec}}$), les résultats numériques obtenus sont en très bon accord avec les solutions auto-similaires (voir figure 3.5).

Un autre moyen de confirmer la pertinence du modèle a été de comparer les résultats obtenus avec ceux de [Uhm & Beloborodov \(2007\)](#). Ces auteurs proposent également une approche simplifiée (par rapport à un code hydrodynamique) pour traiter la décélération de l'éjecta relativiste par le milieu extérieur. Bien que les deux modèles aient été développés de manière indépendante, et qu'ils soient relativement différents dans leur essence, les résultats obtenus sont très similaires.

3.4.2. Limitations sur l'estimation de la densité de matière

Masse volumique. En l'absence d'un calcul hydrodynamique complet, toute estimation de grandeur volumique reste délicate, l'épaisseur des « couches » étant très difficile à suivre au cours de l'évolution. Dans un calcul d'hydrodynamique complet, le résultat d'un choc interne, une fois terminé, est une zone locale de surdensité avec un facteur de Lorentz uniforme ([Daigne & Mochkovitch 2000](#)). Les chocs internes ont tendance à regrouper la matière. Globalement le modèle à couches solides a donc tendance à sous-estimer les densités⁷.

6. Provoquant par exemple une ré-accélération des couches de matière. Cette fois, ce serait une conversion d'énergie interne en énergie cinétique macroscopique, par l'intermédiaire de l'expansion adiabatique.

7. Dans une simulation hydrodynamique, du fait de la variabilité initiale, on constate que le gradient de vitesse se raidit progressivement dans certaines régions jusqu'à devenir vertical. C'est alors que des ondes de chocs internes se forment. A l'emplacement de la formation (discontinuité de contact entre les deux zones entrant en collision) apparaît un pic intense de densité, qui est sous-estimé par 2 à 3 ordres de grandeur par le modèle à couches solides (voir aussi

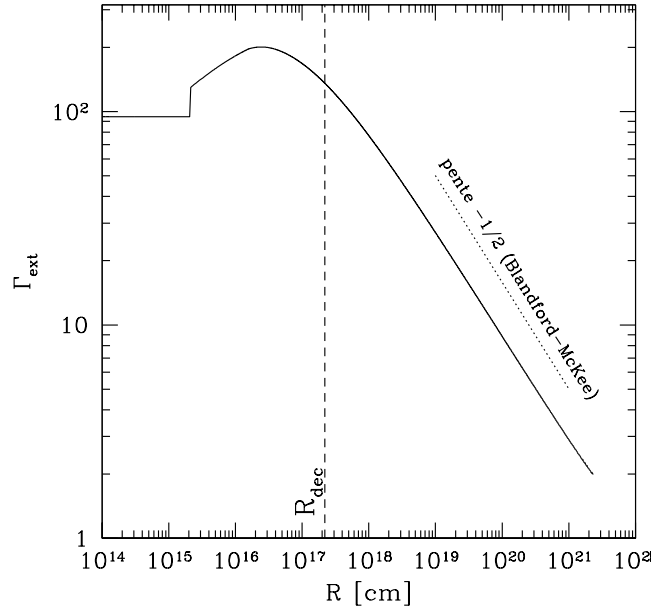


FIGURE 3.5.: **Validation de la dynamique de décélération par le milieu extérieur.** Cette figure illustre le bon accord entre les résultats du modèle numérique et les solutions auto-similaires de [Blandford & McKee \(1976\)](#). Les conditions initiales de l'écoulement relativiste sont les mêmes qu'en figure 3.3. La ligne en trait plein représente le facteur de Lorentz de la matière choquée par le choc avant, en fonction de son rayon R . Le saut de facteur de Lorentz à $R \simeq 2 \times 10^{15}$ cm est dû à la rencontre du choc droit et du choc en retour. La ligne verticale en tirets marque la position du rayon de décélération $R_{\text{dec}} \simeq 2.2 \times 10^{17}$ cm (en prenant $E_{\text{kin}} = 10^{55}$ erg, $\bar{\Gamma} = 200$, $A_* = 0.2$). La ligne en pointillés représente la pente asymptotique $-1/2$ attendue pour une solution auto-similaire de [Blandford & McKee \(1976\)](#), dans le cas d'un milieu extérieur de type vent stellaire (voir annexe B). Au-delà de quelques R_{dec} , l'évolution du facteur de Lorentz est très proche de la pente asymptotique attendue.

Ondes de pression. Dans l'approche multi-couches adoptée ici, les ondes de pression sont négligées. Leur principal effet est de comprimer la matière, lors de l'accentuation des gradients de vitesse, avant l'apparition des chocs internes. Un autre effet est la suppression des ondes de choc pour des contrastes de facteur de Lorentz très faibles. Ce second effet peut être pris en compte dans notre approche en imposant une vitesse relative minimum pour prendre en compte une collision.

3.5. Processus radiatifs dans le référentiel comobile

De nombreuses observations disponibles concernent les caractéristiques spectrales des sursauts gamma. Il est nécessaire que le modèle offre la possibilité de simuler ces mêmes observables : il peut s'agir d'un spectre intégré sur une durée donnée, d'une courbe de lumière à une énergie donnée, ou encore dans une bande d'énergie donnée.

Tel que le code est conçu, les modules dédiés au calcul de la dynamique et ceux dédiés au calcul radiatif sont nettement dissociés. Il est donc possible d'implémenter différents ensembles de modules radiatifs en utilisant la même base dynamique, selon les processus physiques à simuler et le degré de réalisme désiré.

chapitre 11). Ensuite le désaccord diminue au cours de la propagation des chocs : la sous-estimation de la densité est inférieure à un ordre de grandeur en fin d'évolution ([Daigne & Mochkovitch 2000](#))

3.5.1. Efficacité radiative

Deux temps caractéristiques. Il est utile d'introduire deux temps caractéristiques importants :

- t'_{rad} : temps caractéristique lié aux processus de rayonnement dans le référentiel comobile.
- t'_{ex} : temps caractéristique lié à l'expansion radiale de la région choquée, toujours dans le référentiel comobile. En décrétant que ce temps est obtenu lorsque la matière choquée atteint un rayon $R = 2R_{\text{col}}$, où R_{col} est le rayon où a lieu la collision, on obtient : $t'_{\text{ex}} = \frac{R_{\text{col}}}{\Gamma_* c}$.

Deux régimes radiatifs. On peut alors distinguer deux régimes extrêmes :

- $t'_{\text{rad}} \ll t'_{\text{ex}}$: les processus sont radiativement efficaces. Les électrons rayonnent toute l'énergie qu'ils ont reçue au passage du choc ($\epsilon_e \times E_{\text{col}}^{\text{diss}}/\Gamma_*$).
- $t'_{\text{rad}} \gg t'_{\text{ex}}$: une fraction très faible de l'énergie dissipée est rayonnée. Le reste de l'énergie est perdue par expansion adiabatique.

3.5.2. Spectre phénoménologique

Forme générale d'un spectre élémentaire. La possibilité la plus simple, que j'ai souvent adoptée pour une première approche, est d'attribuer un spectre élémentaire pour chaque collision, dont la forme est fixée de manière phénoménologique. Chaque spectre élémentaire est supposé se scinder en deux lois de puissance et peut être caractérisé par quatre grandeurs (les exposants α et β sont donnés pour une distribution en nombre de photons) :

- E'_p : l'énergie (comobile) de séparation entre les deux lois de puissance.
- α : l'exposant de la loi de puissance à basse énergie.
- β : l'exposant de la loi de puissance à haute énergie.
- E'_{rad} : l'énergie (comobile) rayonnée suite à la collision, qui fixe la normalisation du spectre.

Les cas intéressants pour tenter de reproduire les observations faites sur les sursauts gamma nous amènent à prendre des valeurs $\alpha > -2$ et $\beta < -2$, ce qui fait de E'_p l'énergie de pic du spectre (en $E'^2 N(E')$).

Expression de E'_p . Pour l'expression de l'énergie de pic E'_p , il est possible d'adopter différentes prescriptions correspondant à différentes situations physiques. Pour la plupart des processus radiatifs d'intérêt pour les sursauts gamma, E'_p peut se paramétrer de la manière suivante :

$$E'_p = K \rho_*^x \epsilon_*^y \quad (3.22)$$

Les deux mécanismes radiatifs les plus importants sont le processus synchrotron et la diffusion Compton inverse. Pour des paramètres de microphysique constants, les exposants x et y valent :

- $x = \frac{1}{2}$ et $y = \frac{5}{2}$: caractérise un rayonnement synchrotron, en régime Thomson optiquement mince. En effet, l'énergie de pic synchrotron a comme dépendances $E'_{p,\text{syn}} \propto B \gamma_m^2$ (voir Rybicki & Lightman 1979), avec $B \propto (\rho_* \epsilon_*)^{1/2}$ (voir équation 3.20) et $\gamma_m \propto \epsilon_*^2$ (voir équation 3.21). Cette prescription est valide uniquement dans un régime radiatif efficace (*fast-cooling*, voir §3.5.3).
- $x = \frac{1}{2}$ et $y = \frac{9}{2}$: caractérise une diffusion Compton inverse, en régime Thomson, de photons synchrotron sur les mêmes électrons qui les ont précédemment émis. En effet, dans ce cas l'énergie de pic de la composante Compton inverse est donnée par $E'_{p,\text{IC}} \simeq \gamma_m^2 \times E'_{p,\text{syn}}$.

La valeur de K dépend des paramètres de microphysique ϵ_e , ϵ_B et ζ . Si les paramètres de microphysique varient, on peut prendre des exposants x et y différents pour ces mêmes processus (Daigne & Mochkovitch 2003). Ce spectre relève d'une approche phénoménologique (la prescription adoptée pour E'_p correspond tout de même à un processus physique), qui permet notamment de fixer manuellement les pentes α et β .

3.5.3. Rayonnement synchrotron

Parmi les processus radiatifs potentiellement responsables de l'émission *prompte* gamma (domaine keV-MeV), le processus synchrotron est le candidat le plus sérieux (e.g. Bošnjak et al. 2009). De plus, il semble que ce soit le processus dominant pendant la rémanence (e.g. Sari et al. 1998).

Deux fréquences caractéristiques, deux régimes (Sari et al. 1998). Le rayonnement synchrotron est émis lorsque des électrons relativistes (particules chargées) sont déviés de leur trajectoire par un champ magnétique. A partir de la puissance synchrotron (référentiel comobile) d'un électron de facteur de Lorentz γ_e

$$P_{\text{syn}}(\gamma_e) = \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c \gamma_e^2 \frac{B^2}{8\pi}, \quad (3.23)$$

il est possible de définir une échelle de temps radiative (temps nécessaire pour qu'un électron perde l'essentiel de son énergie par rayonnement synchrotron) :

$$t'_{\text{syn}}(\gamma_e) = \frac{\gamma_e m_e c^2}{P_{\text{syn}}(\gamma_e)} = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_{\text{T}}} \frac{1}{\gamma_e B^2}. \quad (3.24)$$

Plaçons nous dans le cas où la distribution des électrons en fonction du facteur de Lorentz suit une loi de puissance comme déjà évoqué en 3.3.2. En plus de γ_m , il est alors utile de définir γ_c , le facteur de Lorentz d'un électron pour lequel l'échelle de temps radiative t'_{syn} , et l'échelle de temps dynamique (échelle de temps typique des pertes d'énergie de l'électron par expansion adiabatique)

$$t'_{\text{ex}} = \frac{R}{\Gamma_* c}, \quad (3.25)$$

sont égales ($t'_{\text{syn}}(\gamma_c) = t'_{\text{ex}}$), soit :

$$\gamma_c = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_{\text{T}}} \frac{1}{B^2 t'_{\text{ex}}}. \quad (3.26)$$

Un électron de facteur de Lorentz γ_e peut se retrouver dans deux régimes différents :

- $\gamma_e > \gamma_c$: les pertes par rayonnement sont efficaces ($t'_{\text{rad}} < t'_{\text{ex}}$).
- $\gamma_e < \gamma_c$: les pertes par expansion adiabatique dominent ($t'_{\text{rad}} > t'_{\text{ex}}$).

A partir de l'expression de l'énergie de pic du rayonnement synchrotron

$$E'_{\text{syn}}(\gamma_e) = \frac{q}{2\pi m_e c} \gamma_e^2 B \quad (3.27)$$

on définit également deux énergies caractéristiques :

$$E'_m = E'_{\text{syn}}(\gamma_m) \text{ et } E'_c = E'_{\text{syn}}(\gamma_c). \quad (3.28)$$

Il est alors possible de distinguer deux régimes extrêmes :

- $E'_m > E'_c$: régime *fast-cooling*. Régime où tous les électrons rayonnent efficacement leur énergie ($t'_{\text{syn}}(\gamma_m) < t'_{\text{ex}}$).
- $E'_m < E'_c$: régime *slow-cooling*. Régime où seule une petite fraction des électrons rayonnent efficacement leur énergie (ceux ayant un facteur de Lorentz $\gamma_e > \gamma_c > \gamma_m$). Quasiment toute l'énergie est donc perdue par expansion adiabatique.

— Forme du spectre synchrotron —

Dans ce cadre, des résultats asymptotiques ont été obtenus par Sari et al. (1998). Ils sont illustrés figure 3.6 et leur expression analytique est donnée ci-après. Dans mes différents travaux de recherche, je me suis principalement basé sur cette approche. Je l'ai implémentée de manière à pouvoir calculer le spectre synchrotron asymptotique de chaque collision élémentaire.

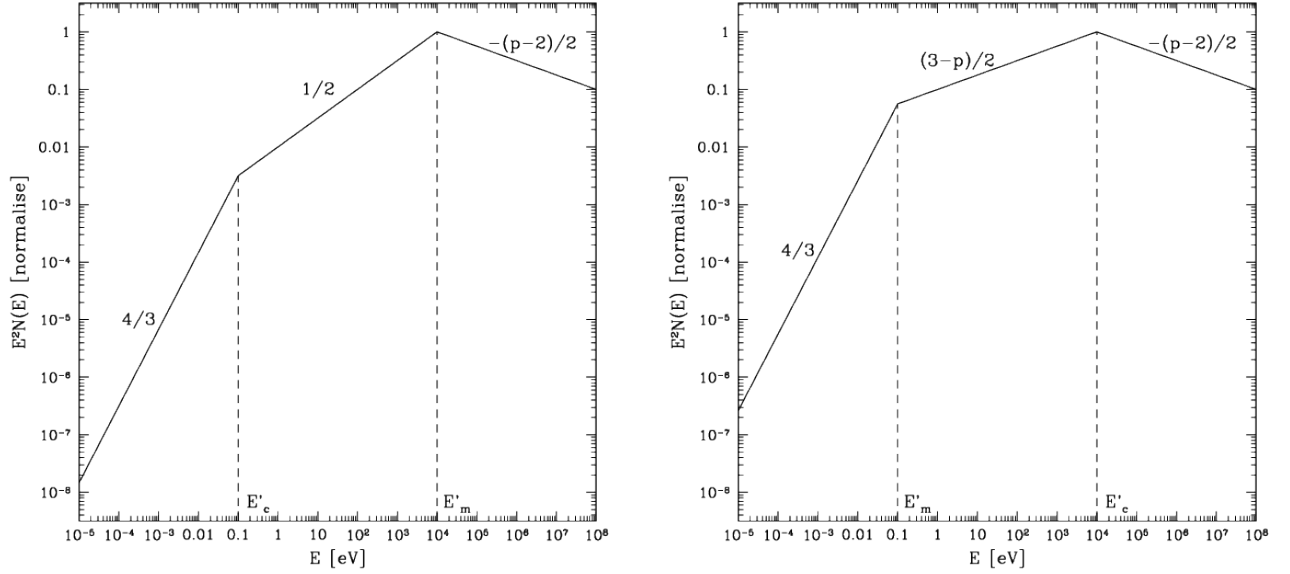


FIGURE 3.6.: **Exemples de spectres synchrotron asymptotiques.** *Gauche* : exemple dans le régime *fast-cooling*. *Droite* : exemple dans le régime *slow-cooling*.

– *En fast-cooling* : $E'_m \gg E'_c$. Dans ce cas, le spectre a le comportement asymptotique suivant :

$$E'N(E') = A \begin{cases} \left(\frac{E'}{E'_c}\right)^{\frac{1}{3}} & , E' \ll E'_c \\ \left(\frac{E'}{E'_c}\right)^{-\frac{1}{2}} & , E'_c \ll E' \ll E'_m \\ \left(\frac{E'_m}{E'_c}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{E'}{E'_m}\right)^{-\frac{p}{2}} & , E'_m \ll E' \end{cases} \quad (3.29)$$

Dans ces formules, l'exposant de la distribution des électrons p apparaît explicitement. Dans le régime *fast-cooling*, toute l'énergie stockée dans les électrons est rayonnée, l'efficacité radiative vaut donc $\eta_{\text{rad}} \simeq 1$.

– *En slow-cooling* : $E'_m < E'_c$. Dans ce cas, le spectre a le comportement asymptotique suivant :

$$E'N(E') = A \begin{cases} \left(\frac{E'}{E'_m}\right)^{\frac{1}{3}} & , E' \ll E'_m \\ \left(\frac{E'}{E'_m}\right)^{-\frac{p-1}{2}} & , E'_m \ll E' \ll E'_c \\ \left(\frac{E'_c}{E'_m}\right)^{-\frac{p-1}{2}} \left(\frac{E'}{E'_c}\right)^{-\frac{p}{2}} & , E'_c \ll E' \end{cases} \quad (3.30)$$

Dans un régime de *slow-cooling*, l'efficacité radiative a pour expression $\eta_{\text{rad}} \simeq (\gamma_m/\gamma_c)^{p-2}$. Seule une fraction de l'énergie des électrons est rayonnée ; le reste est perdue adiabatiquement.

Dans les deux cas, A est une constante de normalisation qui se calcule à partir de l'énergie totale rayonnée, donnée par :

$$\mathcal{E}^{\text{rad}} = \eta_{\text{rad}} \epsilon_e E_{\text{col}}^{\text{diss}}. \quad (3.31)$$

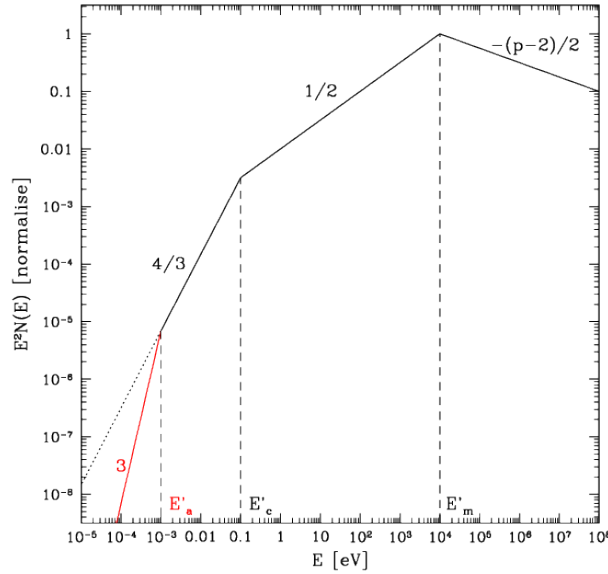


FIGURE 3.7.: Spectre synchrotron asymptotique en *fast-cooling* avec auto-absorption (ici $E'_a < E'_c$).

Auto-absorption synchrotron. En dessous d'une certaine énergie d'auto-absorption E'_a , les photons émis ont une certaine probabilité non négligeable d'être réabsorbés par les électrons. Il s'agit du processus inverse de l'émission synchrotron. En dessous de E'_a le comportement spectral asymptotique est donc modifié. L'expression analytique de E'_a est reportée en annexe E.

– *Effet de l'auto-absorption sur le spectre.* Le comportement asymptotique pour $E' \ll E'_a$ consiste à raccorder une, voire deux, nouvelles lois de puissance remplaçant celles du spectre non absorbé dans le domaine d'énergie $E' < E'_a$. L'exposant du spectre absorbé (en $EN(E)$) vaut 2 si $E' < \min(E'_c, E'_m)$, 2.5 sinon (Rybicki & Lightman 1979). La figure 3.7 donne un exemple de l'effet que peut avoir l'auto-absorption sur un spectre synchrotron asymptotique. Il est important de la prendre en compte lorsqu'on s'intéresse à l'émission basse fréquence : typiquement le domaine optique pour l'émission *prompte* et le domaine radio pour la rémanence.

Pour conclure ce paragraphe, précisons qu'il est possible d'aller au-delà de cette forme analytique asymptotique, en utilisant un code de calcul radiatif détaillé (voir §3.5.4).

3.5.4. Diffusion Compton inverse

La diffusion Compton inverse est un autre processus jouant un rôle pour expliquer certaines caractéristiques de l'émission *prompte*, en particulier à haute énergie. Avant le lancement de *Fermi* ce processus restait candidat comme source principale du rayonnement *prompt* gamma dans le domaine keV-MeV. Néanmoins les résultats à haute énergie du satellite *Fermi* ont permis de montrer (Piran et al. 2009; Bošnjak et al. 2009) qu'il ne peut s'agir du processus dominant dans le domaine gamma mou. En effet un tel scénario prédit inévitablement une seconde composante Compton inverse à haute énergie qui serait bien plus brillante que la composante au MeV – ce qui poserait un problème de budget énergétique. De plus, l'instrument *Fermi-LAT* a montré que l'émission à haute énergie reste souvent cohérente avec une simple extrapolation du spectre gamma mou, et sinon se présente comme une composante additionnelle sous-dominante (pour les sursauts longs), sur le plan énergétique (voir §1.4.1 pour un résumé des observations dans le domaine gamma). D'après différentes études (e.g. Daigne et al. 2011), cette composante additionnelle semble justement pouvoir être attribuée à la diffusion Compton inverse – éventuellement en régime de Klein-Nishina, ce qui limite son intensité. Par ailleurs ce processus pourrait également jouer un rôle pour l'émission de la rémanence, en particulier pour l'émission prolongée, détectée par *Fermi-LAT*, après la fin de l'émission gamma mou de certains sursauts (voir §1.4.1).

Pour ces différentes raisons, je décris ici comment calculer la contribution Compton inverse des différentes régions choquées. Plus précisément il s'agit ici des diffusions Compton inverse de photons synchrotron sur les mêmes électrons qui les ont précédemment produits – on parle de « *Synchro-Self Compton* » en anglais.

— Diffusion Compton inverse sur le spectre synchrotron asymptotique —

Une première possibilité pour estimer la contribution *Synchro-Self Compton* est d'appliquer un « noyau » Compton inverse au spectre synchrotron asymptotique de Sari et al. (1998), en supposant que sa forme reste valide. Dans ce cadre, j'ai d'abord implémenté le noyau proposé par Sari & Esin (2001), puis celui proposé par Jones (1968) qui permet de prendre en compte les effets de Klein-Nishina.

Quelques modifications doivent alors être apportés au spectre synchrotron asymptotique. Notons le rapport des densités d'énergie des composantes synchrotron et Compton inverse $Y = u_{ic}/u_{syn}$. L'énergie contenue dans le spectre synchrotron vaut alors $u_{syn} = u_{rad}/(1 + Y)$, où $u_{rad} = u_{syn} + u_{ic}$ est l'énergie totale rayonnée. De plus la diffusion Compton inverse augmente le taux de pertes radiatives et étend donc le régime *fast-cooling* à plus basse fréquence : pour prendre en compte cet effet, l'expression de γ_c donnée en équation 3.26 doit être divisée par un facteur $(1 + Y)$.

Notons, qu'en principe, une seconde diffusion Compton inverse est possible – cependant, dans un contexte sursaut gamma, on s'attend à ce qu'elle soit totalement inhibée par la forte diminution de la section efficace, en régime de Klein-Nishina.

— Code radiatif détaillé —

En utilisant la méthode présentée ci-dessus, il reste impossible de prendre finement en compte différents effets, comme par exemple une situation de *marginally fast-cooling* ($E'_c \simeq E'_m$), ou la rétro-action du Compton inverse sur la forme du spectre synchrotron. Ce dernier effet permet notamment dans certaines situations d'obtenir des pentes spectrales α à basse énergie plus dures pour le spectre synchrotron ($\alpha \simeq -1$, au lieu de $\alpha \simeq -3/2$ pour du synchrotron standard en *fast-cooling*, voir Daigne et al. 2011), et donc en meilleur accord avec les observations. Pour convenablement étudier ces différents effets il est nécessaire d'utiliser un code de calcul détaillé qui intègre directement en temps l'évolution des équations de transfert radiatif : un tel modèle détaillé, développé par Bošnjak et al. (2009), est à la disposition de l'équipe de l'IAP. Ce code prend en compte tous les processus radiatifs pertinents : rayonnement et auto-absorption synchrotron, diffusion Compton inverse, annihilation $\gamma\gamma$ et refroidissement adiabatique. Il peut être couplé au modèle dynamique décrit ici.

3.5.5. Rayonnement thermique

Enfin il peut être intéressant de prendre en compte la composante thermique libérée à la photosphère. A un instant donné les caractéristiques de l'émission thermique à la photosphère sont entièrement déterminées par deux grandeurs : sa luminosité L_{ph} et sa température T_{ph} . Dans un écoulement variable, ces deux grandeurs évoluent au cours du temps ; on verra au chapitre 6, comment elles peuvent être estimées. Dans le référentiel comobile, le spectre de l'émission thermique à un instant donné suit une simple loi de Planck. Soit une distribution en nombre de photons $[ph\ keV^{-1}\ s^{-1}]$:

$$\frac{dN(E')}{dE' dt'} = \frac{1}{\mathcal{I}_{Planck}} \frac{L'_{ph}}{(kT'_{ph})^2} \frac{\left(\frac{E'}{kT'_{ph}}\right)^2}{\exp\left(\frac{E'}{kT'_{ph}}\right) - 1}, \quad (3.32)$$

où \mathcal{I}_{Planck} est une constante de normalisation donnée par :

$$\mathcal{I}_{Planck} = \int_0^{+\infty} \frac{x^3}{\exp x - 1} dx = \frac{\pi^4}{15}, \quad (3.33)$$

telle que $\int E' \frac{dN(E')}{dE' dt} dE' = L'_{\text{ph}}$. On définit, la luminosité dans le référentiel de l'observateur comme

$$L = \Gamma^2 L'. \quad (3.34)$$

Le premier facteur Γ provient du boost Doppler des photons; le second facteur Γ provient de la contraction des temps $\Delta t_{\text{obs}} \simeq \Delta t / \Gamma^2 \simeq \Delta t' / \Gamma$.

3.5.6. Annihilation $\gamma\gamma$

Une fois les photons gamma produits, ils sont susceptibles de s'annihiler entre eux en produisant une paire électron-positron, $\gamma\gamma \rightarrow e^+ + e^-$. C'est ce risque potentiel d'annihilation $\gamma\gamma$ qui impose que l'écoulement responsable de l'émission *prompte* soit en mouvement ultra-relativiste (problème de compacité, voir §1.5.3). Dans le cadre de ma thèse, j'ai développé une approche novatrice qui permet de traiter de manière réaliste et cohérente l'opacité $\gamma\gamma$ vue par un photon de haute énergie lorsqu'il se propage au sein du jet relativiste. Contrairement aux études précédentes, cette approche prend en compte l'évolution spatiale (en position et direction) et temporelle du bain de photons ambiants, pour une situation quelconque.

Par rapport aux approches simplifiées, cette modélisation plus réaliste donne notamment des valeurs d'opacité $\gamma\gamma$ beaucoup plus faibles – ceci a pour conséquence directe de revoir à la baisse les valeurs extrêmes de facteur de Lorentz minimum ($\Gamma_{\text{min}} \gtrsim 1000$) qui ont été estimées pour certains sursauts détectés à haute énergie par *Fermi-LAT*, en utilisant l'approche simplifiée (voir le chapitre 4 pour une présentation détaillée du modèle et de ses implications).

3.5.7. Suivi des couches de fluide choqué pendant la rémanence

Si à la suite d'une collision l'élément de fluide choqué est en *fast-cooling* (régime pertinent pour la phase *prompte*), l'essentiel de l'énergie reçue par les électrons est perdue au bout d'un pas de temps dynamique $t'_{\text{ex}} = \frac{R}{\Gamma_* c}$. En revanche dans le cas *slow-cooling* (régime dans lequel la rémanence bascule assez rapidement), les électrons perdent peu d'énergie par rayonnement et se refroidissent simplement par expansion adiabatique. Cependant au bout d'un temps dynamique les électrons possèdent encore une fraction non négligeable de leur énergie initiale. Ces électrons vont continuer à rayonner au-delà de t'_{ex} à des fréquences de plus en plus basses, au fur et à mesure qu'ils continuent de se refroidir. Pour un calcul plus précis de l'émission de la rémanence, il est donc souhaitable de pouvoir suivre ces couches partiellement refroidies, tout au long de la dynamique. Il peut s'agir de traiter par cette méthode aussi bien l'émission du choc avant que celle du choc en retour. On verra au chapitre 10 qu'un tel raffinement devient particulièrement important dans le cas de milieux extérieurs complexes, comme ceux discutés au §3.2.4.

— Principe de la méthode —

La méthode que j'ai implémentée généralise l'approche de [Beloborodov \(2005\)](#). Le principe est de suivre individuellement le refroidissement de chaque couche élémentaire choquée, et son rayonnement associé tout au long de la dynamique. Le modèle dynamique multi-couches ne résolvant pas directement les équations de l'hydrodynamique (et les ondes de pressions associées), il est supposé, a priori, que la pression est uniforme dans toute la zone choquée (milieu extérieur et éjecta choqués) se trouvant entre le choc en retour et le choc avant. A tout instant, la valeur adoptée pour cette pression est celle du milieu extérieur fraîchement choqué par le choc avant. Il s'agit de la principale limitation du modèle : en réalité un gradient de pression peut se développer entre le choc en retour et le choc avant.

Evolution du facteur de Lorentz d'un électron. L'évolution temporelle de l'énergie d'un électron de facteur de Lorentz γ_e dépend des pertes radiatives par rayonnement synchrotron et des pertes par

expansion de la matière choquée :

$$\frac{d(\gamma_e m_e c^2)}{dt'} = -P_{\text{syn}}(\gamma_e) + \dot{\mathcal{W}} \quad (3.35)$$

La puissance synchrotron P_{syn} est donnée par :

$$P_{\text{syn}}(\gamma_e) = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma_e^2 \frac{B^2}{8\pi} \quad (3.36)$$

Tandis que les pertes par expansion⁸ peuvent s'écrire :

$$\frac{\dot{\mathcal{W}}}{m_e c^2} = \gamma_e \left(\frac{1}{4} \frac{d \ln P}{dt'} \right) \quad (3.37)$$

où P est la pression du gaz (cette équation s'obtient à partir de la relation d'adiabaticité pour un gaz parfait relativiste, $\gamma_e \propto P^{1/4}$). Remarquons que $\dot{\mathcal{W}}$ peut être de signe négatif (i.e. pertes d'énergie par détente) ou positif (i.e. gain d'énergie par compression ; par exemple lorsque l'éjecta rencontre une surdensité dans le milieu extérieur, voir section 10.3). Pour la suite, il est utile de définir l'échelle de temps :

$$t'_{\text{a,ex}} = - \left(\frac{1}{4} \frac{d \ln P}{dt'} \right)^{-1} \quad (3.38)$$

En ré-injectant les relations 3.36-3.37, il est possible de reformuler l'équation de conservation de l'énergie (équation 3.35), de la manière suivante :

$$\frac{d\gamma_e}{d(t'/t'_{\text{a,ex}})} = -\gamma_e \left(1 + \frac{\gamma_e}{\gamma_{\text{a,c}}} \right) \quad (3.39)$$

avec

$$\gamma_{\text{a,c}} = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T} \frac{1}{B^2 t'_{\text{a,ex}}} \quad (3.40)$$

Du point de vue numérique, il suffit de résoudre l'équation différentielle 3.39 sur chaque pas de temps $\Delta t'$ en adoptant l'approximation $t'_{\text{a,ex}} \simeq - \left(\frac{1}{4} \frac{\Delta \ln P}{\Delta t'} \right)^{-1}$. La solution de l'équation 3.39 s'obtient alors analytiquement :

$$\gamma_e(t' + \Delta t') = \frac{\gamma_{\text{a,c}}}{\frac{1}{b} (1 + \gamma_{\text{a,c}}/\gamma_e(t')) - 1} \quad (3.41)$$

où b a pour expression

$$b = \left(\frac{P(t' + \Delta t')}{P(t')} \right)^{1/4}. \quad (3.42)$$

Un traitement particulier est nécessaire si $b = 1$ (en pratique ce cas n'est jamais rencontré dans les simulations présentées dans ce manuscrit). Dans ce cas la pression n'évolue pas et $\dot{\mathcal{W}} = 0$; l'évolution de γ_e est alors simplement régie par les pertes synchrotron. La solution s'écrit $1/\gamma_e(t' + \Delta t') = 1/\gamma_{\text{na,c}} + 1/\gamma_e(t')$, avec $\gamma_{\text{na,c}} = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T} \frac{1}{B^2 \Delta t'}$.

Evolution du champ magnétique. Dans le contexte des sursauts gamma, on s'attend à ce que la composante radiale du champ magnétique devienne rapidement négligeable devant la composante orthoradiale (voir §2.4.3). La conservation du flux de cette composante orthoradiale peut s'écrire $B \propto \rho R$ (hypothèse de champ magnétique gelé), où ρ est la densité de matière (référentiel comobile).

8. On fait l'hypothèse d'une évolution adiabatique, bien qu'il y ait des pertes d'énergie par rayonnement. Il s'agit donc d'une approximation – elle est cependant très bonne si les électrons sont en *slow-cooling* (pertes par rayonnement négligeables), ce qui est rapidement le cas pendant la phase de rémanence.

L'évolution de B à chaque pas de temps (de nouveau en utilisant la relation d'adiabaticité $\rho \propto P^{3/4}$) s'obtient donc par :

$$\frac{B(t' + \Delta t')}{B(t')} = b^3 \frac{R(t' + \Delta t')}{R(t')}. \quad (3.43)$$

La fraction de la densité d'énergie stockée sous forme magnétique ϵ_B peut donc évoluer au cours de la dynamique. Elle ne peut cependant pas dépasser sa valeur d'équipartition $\epsilon_B \simeq 1/3$. Si ce régime limite est atteint la matière ne peut plus « dominer » et entraîner les lignes de champ magnétique : l'approximation de champ gelé n'est plus valide et ϵ_B sature autour de $1/3$.

Refroidissement d'une population d'électrons et rayonnement synchrotron associé. A partir des lois d'évolution pour l'énergie d'un électron et le champ magnétique, il est possible de calculer le rayonnement synchrotron émis par chaque couche élémentaire tout au long de la dynamique. Dans chaque couche la population d'électrons est injectée selon une loi de puissance ($n(\gamma_e) \propto (\gamma_e/\gamma_m)^{-p}$), partant d'un facteur de Lorentz minimal $\gamma_{\min} = \gamma_m$ et s'étendant jusqu'à un facteur de Lorentz maximal $\gamma_{\max} = +\infty$ ⁹. En utilisant l'équation 3.39, il est alors possible de suivre l'évolution des bornes γ_{\min} et γ_{\max} de la population. Enfin, il est supposé que la distribution continue de suivre une loi de puissance de pente $-p$ entre γ_{\min} et γ_{\max} , ce qui permet de calculer le rayonnement synchrotron de la population à chaque pas de temps en appliquant les formules asymptotiques de Sari et al. (1998) (voir §3.5.3). La validité de ces approximations a été confirmée par comparaison avec les résultats d'un calcul numérique complet, où l'évolution des populations d'électrons et leur rayonnement associé sont obtenus sans approximation (autre que celle de la discrétisation ; méthode qui a le désavantage d'être beaucoup plus gourmande en mémoire et temps de calcul).

Une comparaison entre les résultats obtenus avec ce modèle détaillé et ceux du modèle de base (inspiré de Sari et al. 1998) est présentée dans Pub. VII page 223 (voir la figure 3 de cet article).

3.6. Rayonnement observé : effets relativistes et géométrie

Pour chaque collision, le modèle détermine une quantité d'énergie rayonnée \mathcal{E}^{rad} . Le spectre associé dépend des différentes hypothèses et quantités physiques dans la matière choquée. Mais dans tous les cas, le profil temporel de l'émission reçue par l'observateur conserve plusieurs caractères génériques, liés à la courbure de la surface émettrice et à la focalisation relativiste dans un angle $1/\Gamma_*$.

Plaçons nous d'abord dans la situation où l'éjecta est sphérique, ou dans la situation (moins extrême) où l'ouverture physique du jet θ_j est beaucoup plus grande que l'angle de collimation relativiste : $\theta_j \gg \frac{1}{\Gamma_*}$ ¹⁰. Pendant l'émission *prompte* l'observateur ne voit alors qu'une petite partie de l'éjecta située autour de sa ligne de visée et contenue dans un angle solide de demi ouverture $1/\Gamma_*$ (à cause de la focalisation relativiste).

3.6.1. Une région observable limitée pendant l'émission *prompte*

Si l'échelle de temps radiative est très petite devant l'échelle de temps dynamique, $t'_{\text{rad}} \lesssim t'_{\text{ex}}$ (régime pertinent pour la phase *prompte*), alors l'émission d'une collision élémentaire peut être modélisée comme un *flash* de photons, i.e. un ensemble de photons émis instantanément dans une couche sphérique d'épaisseur nulle et rayon R_{col} . L'émissivité $j'_{\nu'}$ [$\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$] d'un tel *flash* (supposée isotrope dans le référentiel comobile) est donnée par :

$$j'_{\nu'} = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{4\pi R_{\text{col}}^2} \frac{\mathcal{E}^{\text{rad}}}{\Gamma_*} \frac{1}{\nu'_p} \mathcal{B}\left(\frac{\nu'}{\nu'_p}\right) \delta(r - R_{\text{col}}) \delta(t - t_{\text{col}}), \quad (3.44)$$

9. Il serait tout à fait possible de se donner une valeur initiale bornée, en se fondant sur un argument d'accélération maximale dans les chocs relativistes. Cependant les fréquences concernées sont plutôt dans le domaine gamma des hautes énergie. Dans ce manuscrit, on s'intéressera surtout à la rémanence dans les domaines X et optique.

10. Cela se justifie par les contraintes sur Γ_* et θ_j résultant les observations (voir §1.5.3-1.5.4).

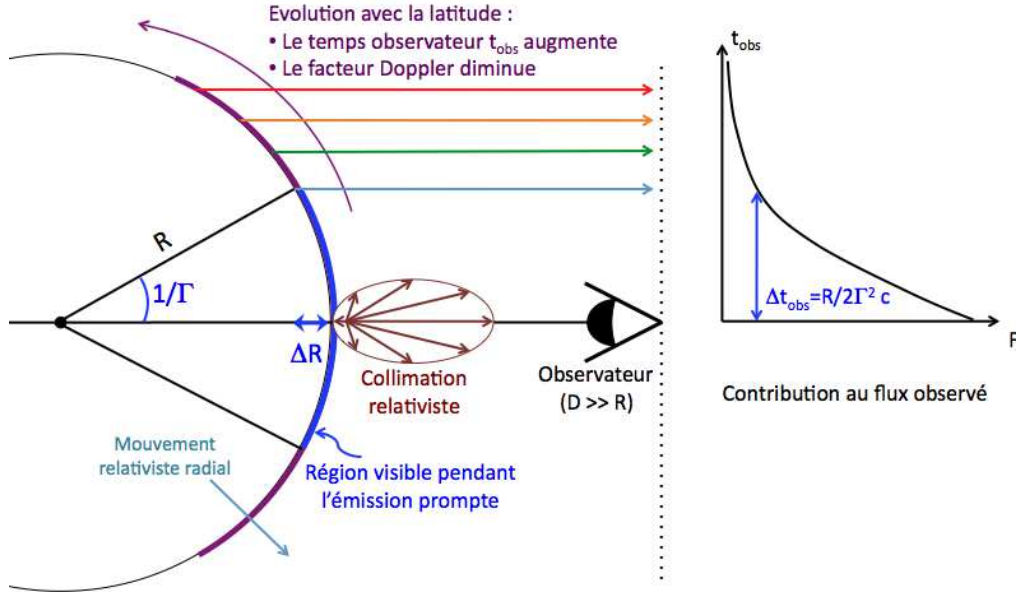


FIGURE 3.8.: Effets relativistes sur le rayonnement observé.

où \mathcal{B} est une fonction normalisée ($\mathcal{B}(x)dx = 1$) qui contient l'information sur la forme du spectre émis. Même si l'émission est confinée dans un *flash*, la courbure de la surface émettrice conduit à une différence de trajet ΔR entre les photons émis sur la ligne de visée et ceux émis au bord de la région observable limitée par la focalisation relativiste (voir figure 3.8). Cette différence vaut $\Delta R \simeq \frac{R_{\text{col}}}{2\Gamma_*^2}$ et correspond à l'étalement spatial typique du rayonnement perçu par l'observateur distant. L'échelle d'étalement temporelle associée est

$$\Delta t_{\text{curv}} \simeq \frac{R_{\text{col}}}{2\Gamma_*^2 c}. \quad (3.45)$$

Dans le cadre des chocs internes, Δt_{curv} correspond à une échelle de variabilité minimale, pour un rayon d'émission donné. En effet, même si l'émissivité d'un front émetteur (qui peut être modélisée comme une succession de *flashes*) est intrinsèquement plus variable, l'information reçue par l'observateur sera lissée par l'effet de courbure. Tant que la source émettrice reste active, le rayonnement perçu par l'observateur reste dominé par les contributions provenant des régions situées sur l'axe de visée.

3.6.2. Emission de haute latitude

Cependant si l'émission s'arrête abruptement alors l'observateur commence à recevoir le rayonnement provenant de régions hors-axe. Par exemple la phase de décroissance rapide en X observée par *Swift-XRT* (voir §1.4.2) entre la fin de l'émission *prompte* et l'apparition d'une rémanence régulière est souvent interprétée comme la queue de l'émission *prompte*, provenant de régions hors axe. Comme nous allons le voir au chapitre 7, un de mes projets de recherche fut dédié à l'étude de cet effet dans le cadre de différents modèles. Plus le temps passe, plus la co-latitude θ des régions vues par l'observateur augmente – les photons provenant de ces régions ayant un plus long chemin à parcourir. Cette augmentation de latitude d'émission, s'accompagne d'une augmentation de l'angle Doppler – l'angle entre la direction de l'écoulement relativiste et celle du photon émis, qui n'est autre que θ – et donc d'une diminution du facteur Doppler donné par

$$\mathcal{D} = \frac{1}{\Gamma_* (1 - \beta \cos \theta)} \quad (3.46)$$

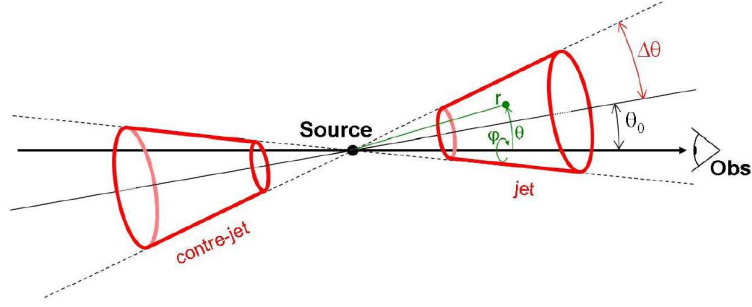


FIGURE 3.9.: Géométrie de l'éjecta relativiste.

où βc est la vitesse de l'écoulement émetteur. Cette diminution progressive de \mathcal{D} entraîne un rougissement et une diminution du flux du rayonnement reçu par l'observateur. Le calcul complet peut se faire analytiquement dans le cas d'un *flash* (voir annexe F.1). Il permet de montrer que le flux bolométrique F_{bol} et la fréquence de pic du spectre instantané associé ν_p décroissent comme :

$$F_{\text{bol}} = \frac{1}{4\pi D^2} \frac{2\mathcal{E}^{\text{rad}}}{\Delta t_{\text{curv}} \left(1 + \frac{t_{\text{obs}} - t_{\text{obs},0}}{\Delta t_{\text{curv}}}\right)^3} \quad (3.47)$$

$$\nu_p = \frac{2\Gamma_* \nu'_p}{\left(1 + \frac{t_{\text{obs}} - t_{\text{obs},0}}{\Delta t_{\text{curv}}}\right)} \quad (3.48)$$

où $t_{\text{obs},0}$ est le temps de réception du premier photon du *flash*, émis sur la ligne de visée.

Ces deux lois permettent ensuite de calculer le flux reçu à une fréquence donnée, où dans une bande de fréquences. Elles permettent notamment de montrer que si le spectre observé a une pente β , à une fréquence ν , le flux à cette même fréquence décroît comme $F_\nu \propto \nu^{-\beta} \left(1 + \frac{t_{\text{obs}} - t_{\text{obs},0}}{\Delta t_{\text{curv}}}\right)^{-(2+\beta)}$; soit $F_\nu \propto \nu^{-\beta} t_{\text{obs}}^{-(2+\beta)}$, pour $t_{\text{obs}} \gg \max(t_{\text{obs},0}, \Delta t_{\text{curv}})$.

3.6.3. Prise en compte de la géométrie conique du jet

Plusieurs indices observationnels et arguments théorique indiquent que l'éjecta relativiste des sursauts gamma est vraisemblablement collimaté sous forme de jet (voir §1.5.4). De plus, dans la plupart des modèles de moteur central, un contre-jet (de direction opposée) est également émis (voir figure 3.9). Il est particulièrement important de pouvoir prendre en compte cette géométrie pour traiter la rémanence tardive, lorsque l'éjecta relativiste a suffisamment décéléré. En effet lorsque l'angle de colimation relativiste devient de l'ordre de l'angle d'ouverture du jet, $1/\Gamma_* \simeq \Delta\theta$, l'observateur commence à « voir » le bord du jet : le flux reçu devient significativement plus faible que celui attendu dans le cas isotrope (à cause de la « matière manquante » à l'extérieur du jet). Des cassures tardives parfois observées dans les rémanences (voir §1.4.2), où l'indice temporel de décroissance du flux passe de $\simeq -1$ à $\simeq -2$, sont souvent interprétées selon cet effet – on parle alors de « *jet-break* » dans la littérature.

L'émission du contre-jet reste indétectable (masquée par celle du jet) tant que l'éjecta est relativiste. On s'attend à ce qu'il devienne éventuellement détectable, seulement quelques années, au travers d'une augmentation du flux radio de la rémanence (Granot & Loeb 2003; Li & Song 2004).

J'ai inclus dans mon code la possibilité de prendre en compte cet effet dans le cas d'un double jet conique « homogène » (l'émission dans le jet ne dépend ni de la latitude θ , ni de l'azimut ϕ). Le calcul de la fonction de correction géométrique est non trivial ; l'expression de cette fonction est reportée en annexe F.2.

3.6.4. Cas particulier de l'émission photosphérique

L'émission de haute latitude de l'émission photosphérique est plus compliquée à calculer. En effet, comme déjà évoqué au §2.4.1, la photosphère (i.e. la région de dernière diffusion) a une certaine épaisseur et n'est pas à symétrie sphérique : on ne peut donc pas modéliser son émission comme une succession de *flashes* sphériques. Pour pouvoir calculer exactement le flux photosphérique, il faut connaître la fonction de probabilité de dernière diffusion d'un photon $P(R, \theta)$ et la température de corps noir $T(R, \theta)$ associée, en fonction du rayon R et de l'angle θ par rapport à la direction radiale.

Beloborodov (2011) étudie en détails cet aspect par une méthode de Monte-Carlo, et donne une solutions analytique approchée pour la distribution $P(R, \theta)$. Pe'er (2008), également par une méthode de Monte-Carlo, calcule la courbe de lumière attendue suite à une injection impulsive d'énergie thermique à la base de l'écoulement (i.e. à un rayon où l'opacité est très supérieure à l'unité) : ses résultats montrent que l'échelle typique de décroissance de l'émission de haute latitude est inchangée et vaut $\Delta t_{\text{cur,ph}} \simeq \frac{R_{\text{ph}}}{\Gamma^2 c}$. En reprenant l'expression de R_{ph} (equation 2.8), l'échelle temporelle caractéristique s'exprime donc de la manière suivante :

$$\Delta t_{\text{cur,ph}} \simeq 10^{-2} (\dot{E}_{\text{iso,kin}}/10^{52} \text{ erg s}^{-1}) (\Gamma/100)^{-5} \text{ s.} \quad (3.49)$$

En pratique, durant la phase *prompte*, les intervalles temporels sur lesquels les spectres observés sont intégrés font typiquement plusieurs secondes, $\Delta t_{\text{bin}} \gg \Delta t_{\text{cur,ph}}$. Ainsi, quasiment toute l'émission (y compris celle provenant des hautes latitudes) d'un évènement impulsif d'émission photosphérique est intégré sur la durée Δt_{bin} . Il est donc possible de raisonner directement en terme de fluence pour le spectre simulé : ce « raccourci » permet de simplifier grandement les calculs, plutôt que de passer par le flux qui nécessite la prise en compte des lois $P(R, \theta)$ et $T(R, \theta)$. En effet Beloborodov (2010) a montré que le spectre de fluence d'un évènement impulsif d'émission photosphérique suit une loi de Planck modifiée où :

- La position de l'énergie de pic (pour une température donnée) et la coupure exponentielle restent inchangées.
- En revanche l'indice spectral à basse énergie (domaine de Rayleigh-Jeans) est modifié par les contributions de haute latitude ; il passe de +1 à +0.4 (en nombre de photons).

Ce spectre de Planck modifié est donc bien approché par la fonction suivante (à comparer avec la loi de Planck donnée par la formule 3.32) :

$$\frac{dN(E)}{dE dt} = \frac{1}{\mathcal{I}_{\text{P,mod}}} \frac{L_{\text{ph}}}{(c_{\text{mod}} k T_{\text{ph}})^2} \frac{\left(\frac{E}{c_{\text{mod}} k T_{\text{ph}}}\right)^{1.4}}{\exp\left(\frac{E}{c_{\text{mod}} k T_{\text{ph}}}\right) - 1}, \quad (3.50)$$

où $\mathcal{I}_{\text{P,mod}}$ est une constante de normalisation donnée par :

$$\mathcal{I}_{\text{P,mod}} = \int_0^{+\infty} \frac{x^{2.4}}{\exp x - 1} dx = 3.39. \quad (3.51)$$

et $c_{\text{mod}} \simeq 1.20$ est une autre constante qui permet d'obtenir la même énergie de pic que pour la loi de Planck exacte, pour une température donnée.

Après cette description détaillée des outils numérique que j'ai développés et qui donnent un cadre cohérent pour modéliser toutes les phases d'émission des sursauts gamma, de la photosphère à la fin de la décélération, je vais maintenant présenter les résultats que j'ai obtenus sur l'interprétation physique des émissions *prompte* (partie II) et rémanente (partie III).

Partie II.

**L'émission *prompte* : comprendre la
physique du jet relativiste**

Chapitre 4.

Emission gamma à haute énergie : effets de l'annihilation $\gamma\gamma$

Sommaire

4.1. Contexte	86
4.2. Contrainte de compacité – un facteur de Lorentz minimum revu à la baisse	86
4.2.1. Formulation générale de $\tau_{\gamma\gamma}$	87
4.2.2. Une première approche simplifiée	88
4.2.3. Une nouvelle approche plus réaliste	89
4.2.4. Des contraintes sur Γ_{\min} revues à la baisse	90
4.3. Signatures observationnelles de l'annihilation $\gamma\gamma$	91
4.3.1. Rayonnement des paires produites et éventuelles cascades	91
4.3.2. Forme spectrale de la coupure $\gamma\gamma$	93
4.3.3. Une composante de haute énergie retardée à l'allumage	94
4.3.4. Suppression des courtes échelles de temps à haute énergie	95
4.4. Conclusions et perspectives	97
4.4.1. Synthèse des principaux résultats	97
4.4.2. Perspectives	97
4.5. Pub. I : Do Fermi LAT obs. imply very large Lorentz factors in GRB outflows?	98

4.1. Contexte

On connaît peu de choses, de manière certaine, sur l'éjecta des sursauts gamma. Une contrainte qui semble cependant inévitable, imposée par les observations, est que l'écoulement à l'origine des sursauts gamma soit en mouvement ultra-relativiste (voir §1.5.3). Dans le cas contraire, les densités de photons – contraintes par la variabilité de la courbe de lumière gamma qui limite la taille de la source et par les luminosités observées qui sont colossales – seraient tellement élevées que la source deviendrait opaque à son propre rayonnement gamma. Il est ainsi possible d'estimer un facteur de Lorentz minimum Γ_{\min} pour chaque sursaut, tel que le rayonnement observé ait effectivement pu être produit dans un régime de transparence.

Avant le lancement du satellite *Fermi*, les observations dans le domaine gamma s'étendaient typiquement jusqu'à 1 – 10 MeV. L'absence de coupure spectrale ou d'atténuation qui auraient pu s'interpréter comme la signature de l'annihilation $\gamma\gamma$ imposait alors un facteur de Lorentz minimum de l'ordre de la centaine, $\Gamma_{\min} \gtrsim 100$ (Lithwick & Sari 2001). Le lancement de *Fermi* en 2008, avec son instrument LAT, a permis d'ouvrir une nouvelle fenêtre spectrale à haute énergie avec un record actuel d'énergie de photon détecté (pendant la phase *prompte*) à environ 30.5 GeV pour GRB 090510 – soit 57 GeV dans le référentiel de la source, après correction du *redshift* (Ackermann et al. 2010). Malgré cette extension des observations à haute énergie, aucune coupure spectrale franche n'a pu être mise en évidence dans les sursauts détectés par le LAT, sauf pour GRB 090926A (Ackermann et al. 2011). Ceci renforce nettement la contrainte sur Γ_{\min} . Pour les sursauts les plus brillants, les limites annoncées par la collaboration *Fermi* atteignent $\Gamma_{\min} \gtrsim 1000$ – e.g. $\Gamma_{\min} \simeq 887$ pour GRB 080916C (Abdo et al. 2009c), $\Gamma_{\min} \simeq 1200$ pour GRB 090510 (Ackermann et al. 2010). Ces valeurs induisent des contraintes extrêmes sur la physique du moteur central, qui doit être capable d'injecter l'écoulement initial en limitant fortement le degré de pollution baryonique : $\Gamma_{\min} \simeq 100$ représentait déjà un défi difficile à relever (voir la section 2.3). Ces facteurs de Lorentz très élevés ont également un impact sur d'autres aspects de la physique des sursauts qui dépendent fortement du facteur de Lorentz (e.g. le rayon des différentes phases d'émission : photosphère, chocs internes, rayon de décélération, voir chapitre 2).

Ces limites extrêmes sur le facteur de Lorentz des sursauts sont cependant obtenues avec un modèle très simplifié, à une zone, où les grandeurs physiques sont moyennées temporellement et spatialement et où le rayonnement est supposé isotrope dans le référentiel comobile. Nous avons donc reconsidéré la contrainte de compacité sur Γ_{\min} dans le cadre d'un modèle détaillé où les dépendances spatio-temporelles sont prises en comptes, ainsi qu'une géométrie réaliste du champ de photons. On verra dans ce chapitre comment cette modélisation plus réaliste permet de diviser les limites sur Γ_{\min} par au moins un facteur 3, ce qui a pour conséquence directe d'alléger les contraintes sur la physique du moteur central et de rester cohérent avec le scénario global proposé pour les différentes phases d'émission. Nous verrons également que le modèle détaillé que nous avons développé permet d'étudier d'autres signatures de l'annihilation $\gamma\gamma$, potentiellement observées/observables dans les sursauts *Fermi*.

4.2. Contrainte de compacité – un facteur de Lorentz minimum revu à la baisse

Trois types d'opacité. Pour évaluer le facteur de Lorentz minimum, imposé par la contrainte de transparence, il faut prendre en compte trois sources d'opacité :

- τ_e : l'épaisseur optique du milieu émetteur vis à vis de l'opacité Thomson des électrons ambiants associés aux protons de l'écoulement. C'est cette opacité qui est prise en compte dans le calcul du rayon photosphérique (voir §2.4.1).
- $\tau_{\gamma\gamma}$: l'épaisseur optique due à l'opacité $\gamma\gamma$ vue par un photon de haute énergie lors de sa propagation dans le bain de photons ambiants.
- τ_{\pm} : l'épaisseur optique due à l'opacité Thomson des paires e^{\pm} créées par annihilation $\gamma\gamma$.

Le rayonnement d'un sursaut doit être transparent (i.e. $\tau \lesssim 1$) vis à vis de ces trois sources d'opacité. Il est donc nécessaire d'estimer un facteur de Lorentz minimum de transparence pour chacune d'entre elles. Notons que τ_e et τ_{\pm} affectent de la même façon tous les photons, tandis que $\tau_{\gamma\gamma}$ dépend fortement de l'énergie du photon considéré et n'affecte en pratique que la partie haute énergie du spectre. Vis à vis de l'annihilation $\gamma\gamma$ le facteur de Lorentz minimum de transparence est donc obtenu en imposant que l'opacité $\gamma\gamma$ vue par le photon d'énergie maximale E_{\max} détecté dans un sursaut soit inférieur à l'unité, $\tau_{\gamma\gamma}(E_{\max}) < 1$.

En pratique pour les sursauts détectés par *Fermi* à haute énergie (typiquement au-dessus de 100 MeV), c'est la contrainte issue de $\tau_{\gamma\gamma}$ qui est la plus stricte – il s'agit également des sursauts pour lesquels les valeurs de Γ_{\min} sont les plus élevées. Dans ce manuscrit, je me concentrerai donc sur cette contrainte pour laquelle j'ai développé une méthode originale de calcul réaliste (le lecteur pourra se reporter à l'article en fin de chapitre pour une dérivation des contraintes issues des deux autres types d'opacité).

4.2.1. Formulation générale de $\tau_{\gamma\gamma}$

L'épaisseur optique $\tau_{\gamma\gamma}$ vue par un photon de haute énergie E_{HE} se propageant dans un bain de photon est donnée par :

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}) = \int d\ell \int d\Omega \int_{E_c(E_{\text{HE}}, \psi)}^{\infty} dE n_{\Omega}(E) \sigma_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}, E, \psi) (1 - \cos \psi) . \quad (4.1)$$

Toutes les quantités physiques sont mesurées dans un même référentiel : E est l'énergie du photon ambiant qui interagit avec le photon de haute énergie, ψ est l'angle d'interaction entre les deux photons, $n_{\Omega}(E)$ est la distribution du bain de photons ambiants [$\text{ph} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{keV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$] qui dépend a priori du temps, et de la position, et de la direction, E_c est l'énergie de seuil au-dessus de laquelle l'annihilation $\gamma\gamma$ peut avoir lieu ¹

$$E_c(E_{\text{HE}}, \psi) = \frac{2(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}} (1 - \cos \psi)} . \quad (4.2)$$

La section efficace d'annihilation $\sigma_{\gamma\gamma}$ est donnée par

$$\sigma_{\gamma\gamma}(y) = \sigma_T g(y) , \quad (4.3)$$

où

$$g(y) = \frac{3}{16} (1 - y^2) \left[(3 - y^4) \ln \frac{1 + y}{1 - y} - 2y(2 - y^2) \right] , \quad (4.4)$$

et où y est défini par

$$y = \begin{cases} \sqrt{1 - \frac{2(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}} E (1 - \cos \psi)}} = \sqrt{1 - \frac{E_c(E_{\text{HE}}, \psi)}{E}} & \text{pour } E \geq E_c(E_{\text{HE}}, \psi) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} . \quad (4.5)$$

Notons que la section efficace d'annihilation $\sigma_{\gamma\gamma}$ est très piquée au voisinage du seuil en énergie $E \simeq 2E_c$. De plus, dans le référentiel source, l'angle typique d'interaction vaut $\psi \simeq 1/\Gamma$. Les photons de haute énergie s'annihilent donc préférentiellement avec des photons d'énergie

$$E \simeq 2 \frac{(2\Gamma m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}}} . \quad (4.6)$$

Pour un facteur de Lorentz $\Gamma = 100$ et un photon à haute énergie $E_{\text{HE}} = 1$ GeV, on obtient $E \simeq 20$ MeV.

1. Pour que deux photons puissent s'annihiler, il faut que leur énergie dans le référentiel du centre de masse de la paire créée soit supérieure à l'énergie de masse $m_e c^2$ des deux leptons.

L'expression 4.1 se compose d'une intégrale triple : l'intégration $d\ell$ est faite selon le chemin du photon de haute énergie depuis son émission jusqu'à la réception par l'observateur, l'intégration $d\Omega$ est faite sur la distribution angulaire du champ de photons ambiants, tandis que l'intégration dE est faite sur sa distribution en énergie. La formule 4.1 est générale et peut être appliquée à une situation quelconque.

4.2.2. Une première approche simplifiée

Une première approche simplifiée (voir par exemple [Lithwick & Sari 2001](#)) consiste à supposer que la région d'émission, produite par un écoulement sphérique de facteur de Lorentz Γ_0 , est uniforme avec un champ de photons ambiants isotrope dans le référentiel comobile (modèle à une zone).

La plus petite échelle de variabilité Δt_{var} observée dans la courbe de lumière permet d'obtenir une contrainte sur le rayon R_0 de la région émettrice. En supposant que la variabilité est limitée par l'effet de courbure (décrit en section 3.6), on obtient ²

$$R_0 \simeq \Gamma_0^2 c \Delta t_{\text{var}}. \quad (4.7)$$

En supposant que le spectre du bain de photons d'interaction suit une simple loi de puissance, la fluence de photons [$\text{ph cm}^{-2} \text{ keV}^{-1}$] reçue par l'observateur (sur une durée Δt_{var}) peut s'écrire :

$$\mathcal{F}(E) = \mathcal{F}_0 \left(\frac{E}{E_{\text{p},0}} \right)^\beta \quad (4.8)$$

où \mathcal{F}_0 est la fluence à l'énergie caractéristique $E_{\text{p},0}$. Dans un cas pratique, pour un sursaut observé, cette loi de puissance correspond à la branche du spectre au-dessus de l'énergie de pic $E_{\text{p},0}$ (voir la description des spectres observés §1.4.1). La densité de photons, supposé isotrope dans le référentiel comobile, peut alors s'écrire :

$$n'_\Omega(E') = \frac{\Gamma_0 \mathcal{F}_0}{4\pi \Delta'} \left(\frac{D}{R_0} \right)^2 \left(\frac{E'}{E'_{\text{p},0}} \right)^\beta \quad (4.9)$$

où Δ' est l'épaisseur de la région d'émission (référentiel comobile), D est la distance entre la source et l'observateur (les effets cosmologiques seront insérés en fin de développement), $E' = E/\Gamma_0$ et $E'_{\text{p},0} = E_{\text{p},0}/\Gamma_0$ sont les énergies de photon dans le référentiel comobile.

D'après l'équation 4.1, l'expression de $\tau_{\gamma\gamma}$ (indépendante du référentiel) devient :

$$\tau_{\gamma\gamma} \simeq K_0^{\text{iso}}(\beta) \sigma_{\text{T}} \left(\frac{D}{c \Delta t_{\text{var}}} \right)^2 E_{\text{p},0} \mathcal{F}_0 \Gamma_0^{2(\beta-1)} \left(\frac{(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}} E_{\text{p},0}} \right)^{1+\beta} \quad (4.10)$$

où

$$K_0^{\text{iso}}(\beta) = 2^{1+\beta} \mathcal{I}(\beta) \int_0^\pi d\psi \sin \psi (1 - \cos \psi)^{-\beta} = \frac{4}{1-\beta} \mathcal{I}(\beta) \quad (4.11)$$

et

$$\mathcal{I}(\beta) = \int_0^1 \frac{y}{(1-y^2)^{2+\beta}} g(y) dy. \quad (4.12)$$

Une approximation utile et très précise (à 0.3% près dans l'intervalle $-1 > \beta > -7$) a été obtenue par [Svensson \(1987\)](#) :

$$K_0^{\text{iso}}(\beta) \simeq K_0^{\text{S87}}(\beta) = \frac{7}{6(-\beta)^{5/3}(1-\beta)}. \quad (4.13)$$

Si les photons sont observés jusqu'à une énergie E_{max} , la contrainte de transparence $\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{max}}) < 1$

2. Cette estimation diffère d'un facteur deux par rapport à celle donnée en équation 3.45. Il s'agit de la forme usuellement utilisée dans la littérature ; pour faciliter les comparaisons avec les études précédentes, nous gardons cette expression pour la suite de ce chapitre.

conduit donc à un facteur de Lorentz minimum

$$\Gamma_{\min} = \left[K_0^{\text{iso}}(\beta) \sigma_T \left(\frac{D}{c\Delta t_{\text{var}}} \right)^2 E_{\text{p},0} \mathcal{F}_0 \left(\frac{(m_e c^2)^2}{E_{\text{max}} E_{\text{p},0}} \right)^{1+\beta} \right]^{\frac{1}{2(1-\beta)}}. \quad (4.14)$$

4.2.3. Une nouvelle approche plus réaliste

Le calcul précédent repose sur l'hypothèse simplificatrice que le bain de photons d'interaction est uniforme et isotrope dans le référentiel en comobile. L'estimation de Γ_{\min} donnée ci-dessus n'est donc qu'une première approximation. Pour adopter une approche plus réaliste dans le cadre de notre compréhension actuelle de l'émission *prompte* des sursauts gamma, une possibilité est de calculer l'opacité $\gamma\gamma$ vue par un photon de haute énergie se propageant dans un champ de rayonnement issu d'un front émetteur en expansion relativiste (représentant par exemple une onde de choc se propageant dans le jet). D'un point de vue numérique – pour pouvoir traiter une situation quelconque – une possibilité est de discrétiser le front émetteur en une succession de *flashes* élémentaires et de sommer la contribution de chaque *flash* sur l'opacité $\gamma\gamma$ vue par le photon de haute énergie.

En partant de la formule de l'émissivité d'un *flash* dans son référentiel comobile (équation 3.44), il est possible d'obtenir l'expression de l'opacité créée par ce *flash* dans une situation quelconque (voir **Pub. I**, équation 7 et annexe A, page 98 et suivantes). Dans le cas d'un photon émis sur la ligne de visée de l'observateur³, nous avons obtenu l'approximation analytique (en très bon accord avec nos résultats numériques, voir **Pub. I**, Fig.2) :

$$\tau_{\gamma\gamma} \simeq K(R_e) \sigma_T \left(\frac{D}{c\Delta t_{\text{var}}} \right)^2 E_{\text{p},0} \mathcal{F}_0 \Gamma_0^{2(\beta-1)} \left(\frac{(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}} E_{\text{p},0}} \right)^{1+\beta} \quad (4.15)$$

avec

$$\begin{aligned} K(R_e) &= \frac{2^{1+2\beta} \mathcal{I}(\beta)}{\left[\left(1 + \frac{1}{2} \frac{R_e - R_0}{R_0} \right) \left(1 + \frac{R_e - R_0}{R_0} \right) \right]^{1-\beta}} \quad \text{si } R_e \geq R_0 \\ &= 0 \quad \text{si } R_e < R_0 \end{aligned} \quad (4.16)$$

où R_0 et R_e sont respectivement les rayons d'émissions du *flash* et du photon de haute énergie. Pour comparer ce résultat à celui obtenu au §4.2.2, il faut faire l'hypothèse que le photon de haute énergie est émis au même endroit que le *flash*, le coefficient K devenant alors :

$$K_0 = K(R_e = R_0) = 2^{1+2\beta} \mathcal{I}(\beta). \quad (4.17)$$

On peut remarquer que les expressions 4.10 et 4.15 sont identiques à l'exception du préfacteur. Pour $\beta = -2.3$ (valeur typique pour la partie haute énergie des spectres de sursauts) le rapport des préfacteurs vaut $K_0^{\text{iso}}(\beta)/K_0 \simeq 14.9$. Cette différence est principalement due à des effets de transfert radiatif qui rendent progressivement le champ de rayonnement de plus en plus anisotrope dans le sens de propagation du photon de haute énergie, limitant ainsi l'efficacité des interactions $\gamma\gamma$. En termes de facteur de Lorentz minimum (obtenu pour $\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{max}}) = 1$), la formule de première approximation 4.10 donne donc des valeurs plus élevées d'un facteur $(K_0^{\text{iso}}(\beta)/K_0)^{\frac{1}{2(1-\beta)}} \simeq 1.5$ pour $\beta = -2.3$.

Cependant ce calcul de l'opacité créée par un *flash* reste encore éloigné d'une situation réaliste. En utilisant cette brique élémentaire de calcul, il est ensuite possible de traiter numériquement des situations complexes où l'émission gamma se compose de plusieurs régions d'émission à géométrie sphérique – il suffit de discrétiser chaque épisode d'émission en une succession de *flashes*. Nous avons appliqué cette méthode à la phase des chocs internes. La propagation d'une onde de choc est simulée par une succession de collisions discrètes (voir chapitre 3). Chaque collision élémentaire produit un

3. Soit une latitude d'émission $\theta = 0$. Situation représentative puisque le rayonnement reçu par l'observateur provient essentiellement de régions proches de la ligne de visée (à cause de la collimation relativiste).

flash de photons. L'opacité $\gamma\gamma$ vue des photons de haute énergie, est ensuite obtenue en sommant la contribution de tous les *flashs* au champ de photons ambiants. Il est ainsi possible de simuler les courbes de lumière et spectres attendus dans le cas de sursauts synthétiques complexes, en prenant en compte précisément l'atténuation $\gamma\gamma$. En plus d'une série de tests élémentaires (voir **Pub. I**, §2.2.3), cette approche a été validée par une comparaison directe avec l'étude semi-analytique de [Granot et al. \(2008\)](#) pour un modèle simple de *pulse* (voir **Pub. I**, section 2.4).

4.2.4. Des contraintes sur Γ_{\min} revues à la baisse

En utilisant notre nouvelle approche il est maintenant possible d'estimer plus sûrement le facteur de Lorentz minimum de l'écoulement émetteur pour un sursaut donné. La démarche consiste à reproduire, au travers d'un sursaut synthétique, les principales caractéristiques observationnelles – variabilité temporelle, luminosité et forme du spectre – du sursaut observé. Le facteur de Lorentz minimum Γ_{\min} est celui pour lequel l'opacité vaut $\tau_{\gamma\gamma}(E_{\max}) \simeq 1$ dans le spectre intégré en temps.

A titre d'exemple, le cas de GRB 080916C est traité en détails (voir **Pub. I**, §3.3.1). Nos résultats montrent que l'approche simplifiée du §4.2.2 surestime Γ_{\min} par un facteur $\simeq 2-3$ par rapport à notre approche détaillée plus réaliste – ce qui équivaut à des opacités $\gamma\gamma$ surestimées d'un facteur $\simeq 10^2-10^3$. Par exemple, dans le cas de GRB 080916C (voir figure 4.2 et **Pub. I**), on obtient $\Gamma_{\min} \simeq 340$ au lieu de $\Gamma_{\min} \simeq 887$ (valeur de la collaboration *Fermi*, [Abdo et al. 2009c](#), obtenues en utilisant l'approche simplifiée).

Une partie de cet écart (un facteur ~ 10) provient directement de la prise en compte de l'anisotropie du champ de rayonnement dans le référentiel comobile (différence entre l'opacité créée par un *flash* et celle créée par une région dont le champ de rayonnement est supposé isotrope : voir §4.2.3). Le reste de l'écart (un facteur 10 à 100) s'explique par un effet dynamique. En effet l'émission observée pendant un *pulse* est produite par une onde de choc qui se propage typiquement sur 1 à 3 ordres de grandeurs en rayon. Or l'opacité créée par les photons émis lors d'un *flash* en R_0 chute rapidement lorsque le photon de haute énergie est émis à un rayon $R_e \gtrsim 2 \times R_0$ (voir équation 4.16). Le rayonnement de l'onde de choc au cours de sa propagation est discrétisé en une succession de *flashs*. Les *flashs* qui contribuent le plus à l'opacité d'un photon de haute énergie émis en R_e sont donc restreints à des rayons d'émission $R_0 \simeq R_e/2 \rightarrow R_e$, soit une très faible fraction (typiquement 0.1-0.01 en énergie) du rayonnement total de l'onde de choc.

— Une émission de haute énergie produite à plus grand rayon ? —

Une hypothèse implicite faite jusqu'à présent est que l'émission de haute énergie est produite en même temps que la composante principale au MeV. Cependant il est possible d'envisager une situation où l'émission de haute énergie est produite à un rayon R_{GeV} plus grand que celui de l'émission au MeV, R_{MeV} , le décalage temporel à la réception entre les deux composantes restant limité à $\frac{R_{\text{GeV}} - R_{\text{MeV}}}{2\Gamma^2 c}$, du fait du déplacement relativiste de l'éjecta. Ce degré de liberté supplémentaire permet de relâcher la contrainte sur Γ_{\min} . En effet la contrainte issue de la plus petite échelle de variabilité observée dans le domaine du MeV reste toujours $\Delta t_{\text{var}} \gtrsim \frac{R_{\text{MeV}}}{\Gamma^2 c}$, tandis que la statistique de photons reste trop faible à haute énergie (en particulier au dessus du GeV) pour pouvoir donner une information fiable quant à la variabilité associée.

Si R_{GeV} augmente, pour R_{MeV} fixé, l'opacité vue par les photons de haute énergie diminue très rapidement. Cette évolution est due à la combinaison de trois effets : (i) une dilution radiale du champ de photons ; (ii) une diminution (en moyenne) des angles d'attaque avec les photons du champ d'interaction ; (iii) l'émission contribuant au champ de photons d'interaction provient de zones d'émission de plus en plus décalées vers le rouge (l'angle Doppler d'émission par rapport à la direction radiale du flot relativiste augmente avec R_{GeV}). La dépendance en $R_{\text{GeV}}/R_{\text{MeV}}$, dans le cas d'un *flash* unique est donnée par l'équation 4.16. Nous avons vérifié que cette dépendance reste valide pour des situations plus complexes, sauf éventuellement pour des valeurs faibles de $R_{\text{GeV}}/R_{\text{MeV}}$. Le facteur de Lorentz minimum

décroit donc comme $\Gamma_{\min} \propto \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{R_{\text{GeV}}}{R_{\text{MeV}}} \right) \left(\frac{R_{\text{GeV}}}{R_{\text{MeV}}} \right) \right]^{-1/2}$, soit $\Gamma_{\min} \propto \left(\frac{R_{\text{GeV}}}{R_{\text{MeV}}} \right)^{-1}$ pour $R_{\text{GeV}}/R_{\text{MeV}} \gg 1$.

Cependant un certain nombre de remarques s'imposent :

- Pour invoquer cet effet, il faut pouvoir proposer un scénario de sursaut gamma dans lequel l'émission de haute énergie est effectivement produite à plus grand rayon (cette question est discutée dans la section 4.1 de **Pub. I**). Les modèles impliquant un rayon plus grand pour l'émission de haute énergie sont discutés brièvement au §4.3.3. Ce décalage en rayon induit également un délai à l'allumage de l'émission de haute énergie, caractéristique observée par *Fermi*-LAT dans la plupart des sursauts très brillants (voir §1.4.1).
- La composante émise en R_{GeV} a probablement une extension dans le domaine du MeV, qu'il faudrait prendre en compte dans le calcul de l'opacité.
- Une contrainte de compacité, certes plus légère ($\Gamma_{\min, \text{MeV}} \gtrsim 100$), persiste pour l'émission de la composante au MeV.
- Le facteur de Lorentz de la région d'émission à haute énergie ne peut donc pas être pris arbitrairement bas, sinon le délai prédit entre les composantes au MeV et à haute énergie $\frac{R_{\text{GeV}} - R_{\text{MeV}}}{2\Gamma^2 c}$ deviendrait très grand, en désaccord avec les observations.

L'analyse proposée dans l'article reste donc générale et relativement simplifiée en ce qui concerne les processus d'émission. Une meilleure appréhension du relâchement de la contrainte sur Γ_{\min} , par le biais d'une zone d'émission distincte pour la composante haute énergie, nécessiterait une analyse dédiée au cas par cas, selon le scénario considéré. Il faudrait prendre précisément en compte la dynamique des rayons R_{MeV} et R_{GeV} , et des formes spectrales prédites pour les émissions du MeV et de haute énergie, dans le cadre d'une approche multi-zones (et pas simplement deux zones) détaillée, similaire à celle du §4.2.3.

4.3. Signatures observationnelles de l'annihilation $\gamma\gamma$

En utilisant notre approche détaillée, en plus d'une estimation plus sûre de Γ_{\min} , il est également possible d'étudier d'autres signatures potentielles de l'atténuation $\gamma\gamma$ dans les courbes de lumière et spectres de sursauts. Ultimement, ceci pourrait permettre d'identifier sans ambiguïté les sursauts affectés par l'atténuation $\gamma\gamma$ et d'envisager par exemple une mesure directe du facteur de Lorentz plutôt qu'une contrainte sur sa valeur minimum.

4.3.1. Rayonnement des paires produites et éventuelles cascades

Un aspect qui n'est pas traité dans l'article consacré à cette étude est le rayonnement secondaire des paires e^\pm . En effet ces paires peuvent être relativistes au moment de leur création et peuvent donc contribuer en retour à l'émission *prompte* via, par exemple, les pertes synchrotron et Compton inverse. Si ce rayonnement secondaire s'étend à suffisamment haute énergie, de nouvelles paires e^\pm de seconde génération peuvent être produites, de nouveau par annihilation $\gamma\gamma$. Et ainsi de suite, une cascade de paires peut éventuellement se développer jusqu'à ce que le rayonnement secondaire soit à suffisamment basse énergie pour empêcher toute nouvelle annihilation $\gamma\gamma$. Ce processus peut avoir deux conséquences importantes :

- Une signature du rayonnement des paires dans l'émission *prompte*.
- Une densité des paires n_\pm plus élevée, et donc une opacité associée τ_\pm également plus élevée que celle donnée par un calcul ne prenant en compte que les paires de première génération – comme c'est le cas dans la plupart des études, y compris celle présentée dans **Pub. I**.

Dans la suite de cette sous-section je propose un calcul simplifié du spectre des paires de première génération, qui nous permettra de caractériser le rayonnement secondaire attendu et de montrer qu'il est à trop basse énergie pour produire une cascade.

— Energie d'une paire e^\pm à sa création —

Deux photons d'énergie E et E_{HE} (référentiel source) qui s'annihilent vérifient $(E/\Gamma) \cdot (E_{\text{HE}}/\Gamma) \simeq 2(2m_e c^2)^2$, où Γ est le facteur de Lorentz de l'écoulement (voir équation 4.6). Il est utile de définir le coefficient suivant :

$$K = \frac{E_{\text{HE}}}{E} \simeq \frac{1}{2} \left(\frac{E_{\text{HE}}}{2\Gamma m_e c^2} \right)^2. \quad (4.18)$$

Le facteur de Lorentz γ_\pm (référentiel comobile) de l'électron et du positron produits s'obtient par conservation de l'énergie ($E/\Gamma + E_{\text{HE}}/\Gamma = 2\gamma_\pm m_e c^2$) :

$$\gamma_\pm = \frac{1}{2} \left(\frac{1+K}{\sqrt{K}} \right) \quad (4.19)$$

— Spectre des paires de première génération —

Supposons que le spectre émis à haute énergie suit une simple loi de puissance (référentiel source) :

$$N_{\text{ph}}(E) = -(\beta + 2) \frac{\mathcal{E}_{\text{rad}}}{E_0^2} \left(\frac{E}{E_0} \right)^\beta \text{ avec } E > E_0, \quad (4.20)$$

où E_0 est une énergie caractéristique (qui peut typiquement être choisie proche de l'énergie de pic du spectre $E_{\text{p},0}$) et \mathcal{E}_{rad} l'énergie rayonnée au-dessus de E_0 . Supposons que la coupure $\gamma\gamma$ soit localisée à une énergie E_c – pour simplifier les calculs on modélise la coupure par une simple fonction de *Heaviside* (bonne approximation pour une coupure exponentielle). L'énergie contenue dans la population de paires de première génération vaut donc :

$$\mathcal{E}_\pm = \mathcal{E}_{\text{rad}} \left(\frac{E_c}{E_0} \right)^{2+\beta}. \quad (4.21)$$

De plus supposons que $K_c = \frac{1}{2} \left(\frac{E_c}{2\Gamma m_e c^2} \right)^2 \gg 1$: cette hypothèse, vérifiée pour tous les exemples de sursauts synthétiques présentés dans l'article, permet de simplifier l'expression du facteur de Lorentz des paires produites $\gamma_\pm \simeq \frac{1}{2} \sqrt{K} \simeq \frac{1}{2} \frac{E_{\text{HE}}}{2\Gamma m_e c^2}$. La population des paires de première génération se distribue alors selon une loi de puissance

$$N_\pm(\gamma) = 4\sqrt{2}(-\beta - 2) \frac{\mathcal{E}_{\text{rad}}}{E_c} \left(\frac{E_c}{E_0} \right)^{2+\beta} \frac{1}{\gamma_{\text{m},\pm}} \left(\frac{\gamma}{\gamma_{\text{m},\pm}} \right)^\beta, \text{ avec } \gamma_{\text{m},\pm} = \frac{E_c}{4\sqrt{2}\Gamma m_e c^2}. \quad (4.22)$$

— Contribution radiative à basse énergie —

Puisque l'éventuelle coupure $\gamma\gamma$ des sursauts est forcément à haute énergie (voir §4.3.2, pour une discussion des contraintes sur la position et la forme de la coupure $\gamma\gamma$), l'énergie reçue par les paires de première génération et éventuellement redistribuée sous forme de rayonnement secondaire reste faible par rapport à l'énergie globale du sursaut. Par exemple pour une pente spectrale typique $\beta = -2.5$, l'énergie redistribuée dans les paires vaut $\mathcal{E}_\pm \simeq 3.2 \cdot 10^{-2} \left(\frac{E_c/1 \text{ GeV}}{E_0/1 \text{ MeV}} \right)^{-0.5} \mathcal{E}_{\text{rad}}$ – la signature éventuelle dans le domaine du MeV est donc obligatoirement sous-dominante, mais pourrait être non négligeable dans certains cas.

Par contre le facteur de Lorentz minimum des paires créées est relativement faible, valant typiquement $\gamma_{\text{m},\pm} \simeq 3.5 (E_c/1 \text{ GeV})(\Gamma/100)^{-1}$. Or dans un scénario où l'émission *prompte* est produite par rayonnement synchrotron (l'une des situations les plus discutées), le facteur de Lorentz minimum de la population d'électrons accélérés doit typiquement valoir $\gamma_{\text{m},e} \simeq 10^3 \rightarrow 10^4$ pour que l'énergie de pic E_p soit dans le domaine du MeV. Si le champ magnétique est le même pour les populations d'électrons primaires et de paires créées (hypothèse raisonnable puisque les photons de haute énergie s'annihilent majoritairement près de leur lieu d'émission), on s'attend donc à ce que l'émission synchrotron des

paires pique à basse énergie $\simeq E_p(\gamma_{m,\pm}/\gamma_{m,e})^2$, dans une gamme pouvant aller du domaine infra-rouge à celui des rayons X mous. Une signature éventuelle des paires produites pourrait donc être une composante additionnelle piquant en dehors du spectre gamma qui pourrait par exemple :

- Expliquer l'émission optique brillante de certains sursauts (voir chapitre 5).
- Produire un adoucissement spectral dans la partie basse énergie du spectre gamma observés par les instruments actuels ; particulièrement pour les sursauts avec des pentes basse énergie α dures.

En tout état de cause la contribution radiative de la population des paires de première génération, prédite à haute énergie, reste très faible (même par d'éventuelles diffusions Compton inverses) : un phénomène de cascade n'est donc pas attendu dans le scénario général discuté ici.

Un calcul détaillé de l'émission des paires pourrait s'inscrire dans le cadre d'une étude future visant à déterminer si les excès à basse énergie ($\simeq 10$ keV) détectés par *Fermi*-GBM pourraient s'expliquer par une population thermique d'électrons tièdes (qui peut par exemple être générée par des chocs non collisionnels, en plus de la population non thermique responsable de l'émission principale dans le domaine keV-MeV, voir section 2.7). Il serait notamment intéressant de savoir si l'excès ainsi produit peut-être corrélé avec un excès à haute énergie (produit par diffusion Compton inverse), comme cela semble être observé dans le spectre de certains sursauts (voir §1.4.1).

4.3.2. Forme spectrale de la coupure $\gamma\gamma$

Il serait très intéressant de pouvoir identifier une coupure due à l'annihilation $\gamma\gamma$ dans le spectre à haute énergie des sursauts : on obtiendrait alors une estimation directe (et non plus une simple limite inférieure) du facteur de Lorentz de l'écoulement. Cependant une coupure spectrale peut avoir diverses origines physiques. Une coupure à haute énergie pourrait, par exemple, simplement correspondre à l'énergie synchrotron $E_{\text{syn,max}} = \Gamma_* \frac{q}{2\pi m_e c} \gamma_{\text{max}}^2 B$ (voir équation 3.27) des électrons ayant le facteur de Lorentz maximal γ_{max} , qu'il est possible d'atteindre dans des chocs internes ou par un processus de reconnexion magnétique. Elle pourrait également être simplement due à la courbure d'une composante Compton inverse sous-dominante à haute énergie. Une analyse de la forme de la coupure peut aider à discriminer ces différentes origines. Il est donc important de prédire la forme de la coupure $\gamma\gamma$ attendue afin de pouvoir la comparer aux observations.

Dans le cas du modèle simple à une zone, la coupure $\gamma\gamma$ prend une forme exponentielle – i.e. une coupure très brusque et marquée. Par contre dans une approche plus réaliste, la forme attendue est plus complexe. En effet les spectres observés sont intégrés sur des intervalles de temps relativement longs (le plus souvent, sur plusieurs secondes), tandis que de la variabilité est généralement observée dans la courbe de lumière sur une échelle de temps Δt_{var} beaucoup plus courte. Le spectre intégré est donc une composition de spectres élémentaires (ou instantanés) ayant chacun leur coupure $\gamma\gamma$ de forme exponentielle. Cependant ces coupures élémentaires sont a priori placées à des énergies différentes. Il en résulte que la coupure $\gamma\gamma$ est adoucie et commence d'abord par un simple raidissement de la loi de puissance du spectre – passage d'un indice spectral β ($N(E) \propto E^\beta$) à un indice $\beta - \delta$ où la valeur de δ peut beaucoup varier d'un cas à l'autre (typiquement de 0.5 à 2 pour les exemples que nous avons traités). La décroissance exponentielle n'est atteinte qu'après avoir dépassé la plus haute énergie de coupure des spectres élémentaires (voir la vue schématique en figure 4.1).

Cette question de la forme spectrale de la coupure est abordée **Pub. I**, section 3.4, et deux exemples de sursauts synthétiques sont présentés en figure 6. Le fait que la coupure $\gamma\gamma$ se déclenche de manière moins raide dans un spectre intégré rend plus difficile son éventuelle détection à haute énergie. Une coupure a été clairement observée dans le cas de GRB 090926A (voir figure 1.18). Malheureusement la statistique de photons reste trop faible pour pouvoir contraindre la forme de la coupure, qui pourrait avoir une origine autre que l'annihilation $\gamma\gamma$. Si l'on suppose que cette coupure a pour origine l'annihilation $\gamma\gamma$, notre modèle permet d'estimer que le facteur de Lorentz de l'écoulement émetteur de ce sursaut valait $\Gamma \simeq 200 - 250$. De récentes études montrent également qu'une atténuation à haute énergie peut être mise en évidence en comparant le taux de détection par l'instrument LAT avec l'extrapolation à plus haute énergie des spectres réalisés par GBM (Beniamini et al. 2011).

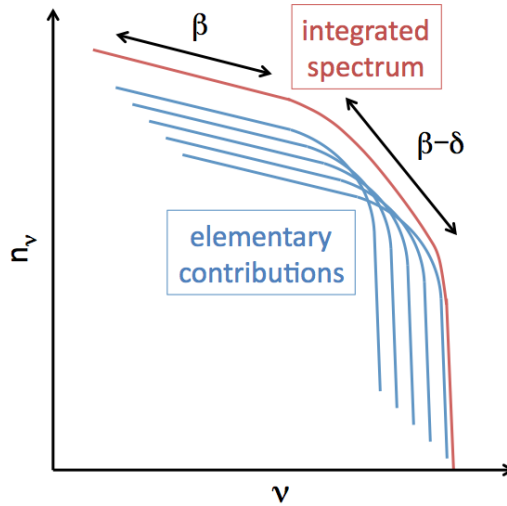


FIGURE 4.1.: **Forme de la coupure $\gamma\gamma$ dans un spectre intégré en temps.** Un spectre intégré en temps se compose d'une multitude de spectres élémentaires (instantanés) ayant des coupures $\gamma\gamma$ placées à différentes énergies. La coupure $\gamma\gamma$ intégrée commence donc d'abord par un simple raidissement de la pente spectrale, avant de basculer sur la décroissance exponentielle rapide.

4.3.3. Une composante de haute énergie retardée à l'allumage

Une caractéristique qui se retrouve souvent dans les sursauts détectés par l'instrument LAT, est un retard au démarrage de l'émission de haute énergie par rapport la composante du MeV observée par l'instrument GBM (voir l'exemple de GRB 080916C en figure 1.17).

— Différentes interprétations —

Plusieurs interprétations ont été proposées pour expliquer ce délai. Une première possibilité est d'invoquer un effet d'évolution spectrale intrinsèque de l'émission interne du sursaut :

- Dans un scénario leptonique, un allumage retardé de l'émission de haute énergie pourrait être la signature d'une composante Compton inverse (sous-dominante par rapport à la composante principale du MeV) qui passe progressivement d'un régime de Klein Nishina à un régime Thomson (e.g. Bošnjak et al. 2009), lors de l'expansion des chocs internes à plus grand rayon.
- Dans un scénario hadronique, ce délai pourrait s'interpréter comme le temps nécessaire pour accélérer des protons jusqu'à des énergies suffisamment élevées pour contribuer significativement dans le domaine gamma de haute énergie, pendant l'expansion des chocs internes à plus grand rayon (e.g. Granot et al. 2010).

Une alternative proposée par Kumar & Barniol Duran (2010); Ghisellini et al. (2010), consiste à invoquer une origine externe (i.e. associée à la décélération par le milieu extérieur) pour l'émission de haute énergie : dans ce cas, un délai à l'allumage et la présence d'une composante spectrale additionnelle dans le LAT sont naturellement attendus. Dans ce scénario il y a continuité entre la phase *prompte* et la phase prolongée de l'émission détectée par le LAT à haute énergie (voir §1.4.1). Cependant un tel scénario nécessite des valeurs de facteur de Lorentz du jet très élevées ($\Gamma \simeq$ quelques 10^3) et serait incompatible⁴ avec une variabilité temporelle associée à l'émission de haute énergie. L'observation et la quantification de cette variabilité reste très débattue, étant donnée la faible statistique de photons à haute énergie, en particulier dans le domaine du GeV. Enfin une dernière possibilité pour expliquer

4. Dermer & Mitman (1999) montrent cependant qu'un milieu extérieur fortement inhomogène, composé de nuages denses de petite dimension ($\ll R/\Gamma$), peut générer une variabilité importante dans la courbe de lumière du choc avant. Notons que dans ce cadre, la variabilité typique tend cependant à augmenter au cours de l'évolution, ce qui n'est pas observé dans les courbes de lumière gamma de basse énergie.

le délai (celle étudiée dans **Pub. I**) est d'invoquer un effet d'évolution temporelle de l'opacité $\tau_{\gamma\gamma}$, l'émission de haute énergie passant d'un régime optiquement épais à un régime optiquement mince.

— Un effet d'évolution temporelle de $\tau_{\gamma\gamma}$? —

En utilisant notre approche détaillée, on peut vérifier qualitativement et quantitativement si le retard peut être due à l'évolution temporelle de $\tau_{\gamma\gamma}$. En effet, dans le cadre des chocs internes, l'émission gamma est produite par des fronts de chocs en expansion relativiste : la dilution (radiale) du rayonnement émis s'accompagne d'une diminution progressive de l'opacité $\tau_{\gamma\gamma}$. Il est donc possible que l'émission de haute énergie produite par une onde de choc passe d'un régime optiquement épais à un régime optiquement mince, induisant ainsi un délai à l'allumage pour l'observateur (les photons émis à plus grand rayon sont reçus plus tardivement). Cet aspect est discuté dans la section 3.5 de **Pub. I** et les résultats sont plutôt satisfaisants. Dans le cadre de ce scénario nous sommes notamment capables de reproduire les caractéristiques temporelles de GRB 080916C : un délai ($\simeq 5$ s) à l'allumage de l'émission de haute énergie, tout en ayant une petite échelle de variabilité ($\simeq 0.5$ s) dans le domaine du MeV (voir figure 4.2 et **Pub. I**). Notons que les effets d'opacité décrits ici permettent d'obtenir des délais d'allumage nettement supérieurs aux petites échelles temporelles de variabilité. Une prédiction intéressante de ce scénario est que le passage d'un régime opaque à un régime de transparence se fait de manière progressive : plus on se place à haute énergie, plus la transition est tardive. Une telle évolution a peut être été observée pour GRB 090926A ([Ackermann et al. 2011](#)) : en effet la coupure détectée dans ce sursaut (qui pourrait due à l'annihilation $\gamma\gamma$) passe de $\simeq 400$ MeV dans l'intervalle C à $\simeq 2$ GeV dans l'intervalle D.

Cependant pour que ce scénario fonctionne, il faut que le facteur de Lorentz de l'écoulement soit « suffisamment faible » pour que l'émission de haute énergie débute dans un régime optiquement épais. Si le facteur de Lorentz est trop élevé, l'émission débute d'emblée dans un régime transparent et il n'y pas de délai dû à l'annihilation $\gamma\gamma$. En revanche si le facteur de Lorentz devient trop faible, toute l'émission – y compris celle du MeV – passe dans un régime opaque (en raison de l'opacité Thomson du trop grand nombre de paires créées) : il n'y a plus de sursaut gamma observé. Notons que l'existence d'un tel type d'objet, où l'émission gamma se fait dans un régime opaque, ne peut être exclue. Dans une telle situation, un reliquat d'émission thermalisée (éventuellement de luminosité plus faible, s'il y a eu des pertes d'énergie significatives par expansion adiabatique) devrait tout de même être libéré à plus grand rayon avec une énergie de pic vraisemblablement dans le domaine X (lorsque l'écoulement devient de nouveau transparent).

4.3.4. Suppression des courtes échelles de temps à haute énergie

Enfin le dernier effet (potentiel) de l'annihilation $\gamma\gamma$ que nous avons étudié, est le « lissage temporelle » de l'émission à haute énergie. En effet, les différentes échelles de variabilité observées dans la courbe de lumière donnent une indication de la plage de rayons couverte par la phase des chocs internes, via la relation $R \simeq \Gamma^2 c \Delta t_{\text{var}}$. Plus l'échelle de variabilité est courte, plus le rayon d'émission correspondant diminue, tandis que la densité de photons et l'opacité $\tau_{\gamma\gamma}$ associée augmentent. Il se peut donc qu'à haute énergie les courtes échelles de temps soient fortement atténuées tandis que les plus longues (correspondant typiquement l'enveloppe des courbes de lumière), sont émises à plus grand rayon dans un régime transparent : il y a donc un effet de lissage temporel à haute énergie. Cet aspect est discuté dans la section 3.6 de **Pub. I** avec un exemple de sursaut synthétique présenté en figure 8.

La considération de cet effet peut notamment être importante si l'on veut utiliser la variabilité pour discriminer entre une origine interne ou externe pour l'émission de haute énergie. La présence d'une variabilité importante exclurait une origine externe, tandis qu'une absence de variabilité n'exclurait pas forcément une origine interne (à cause de cet éventuel effet de lissage).

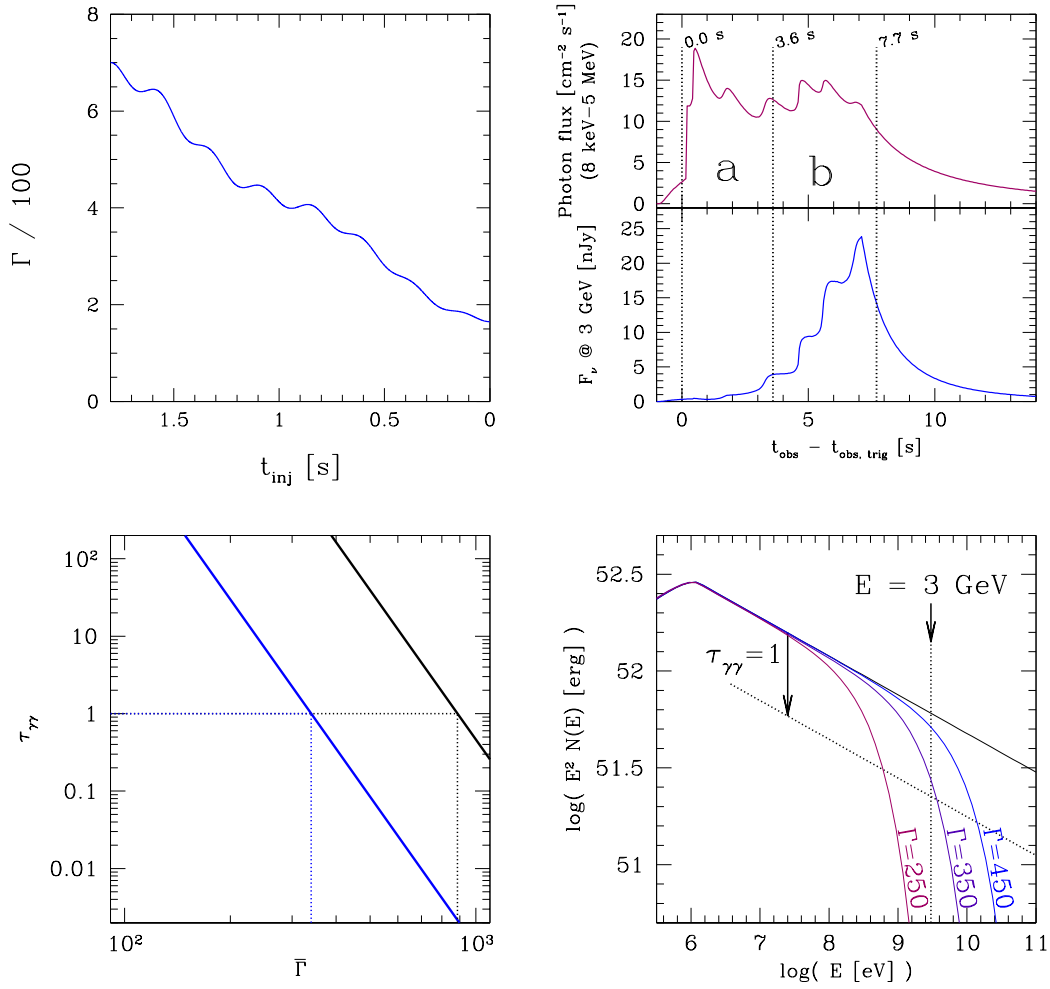


FIGURE 4.2.: **Modélisation de GRB 080916C.** Ce sursaut synthétique reproduit les principales caractéristiques de GRB 080916C (luminosité, forme des spectres intégrés, échelles de temps) dans les deux premiers intervalles d'intégration ('a' et 'b') utilisés par [Abdo et al. \(2009c\)](#). Les deux premiers panneaux sont tracés pour le facteur de Lorentz moyen minimum $\bar{\Gamma} = \bar{\Gamma}_{\min} = 340$, correspondant au cas limite où l'opacité moyenne vue par un photon de 3 GeV (énergie maximale observée) pendant le bin 'b' est égale à l'unité ($\tau_{\gamma\gamma}(3 \text{ GeV}) = 1$). *En haut, à gauche* : distribution de facteur de Lorentz de l'écoulement. L'énergie cinétique injectée vaut $E_{\text{kin}} \simeq 1.4 \times 10^{56} \text{ erg}$ (valeur équivalente isotrope). *En haut, à droite* : courbes de lumière gamma, dans la bande du GBM (8 keV–5 MeV, haut) et à 3 GeV (bas). Les principales propriétés temporelles de GRB 080916C sont reproduites : le délai ($\simeq 5 \text{ s}$) à l'allumage de l'émission de haute énergie et la petite échelle de variabilité ($\simeq 0.5 \text{ s}$) dans le domaine du MeV. *En bas, à gauche* : l'opacité vue par un photon de 3 GeV en fonction du facteur de Lorentz de l'écoulement, calculée par notre approche détaillée (bleu) ou par l'approche simplifiée à une zone (noir). Pour un facteur de Lorentz donné, l'approche simplifiée surestime $\tau_{\gamma\gamma}$ d'environ un facteur 500. *En bas, à droite* : spectres intégrés sur l'intervalle 'b' pour différents facteurs de Lorentz moyens de l'écoulement (la forme de la distribution reste la même qu'en haut, à gauche). Le spectre de référence, sans absorption $\gamma\gamma$, est tracé en noir. La ligne verticale en pointillé marque la position de l'énergie maximale de photon (3 GeV) observé pendant l'intervalle 'b'. La ligne oblique en pointillé est décalée d'un facteur e par rapport au spectre non absorbé : l'intersection des spectres intégrés avec cette ligne correspond donc à une opacité $\tau_{\gamma\gamma} = 1$.

4.4. Conclusions et perspectives

4.4.1. Synthèse des principaux résultats

Au cours de cette étude, nous avons développé une nouvelle approche qui permet de calculer de manière réaliste l'opacité $\gamma\gamma$ vue par un photon de haute énergie, lors de sa propagation au sein de l'éjecta ultra-relativiste des sursauts. Cette approche prend en compte les effets d'évolution spatio-temporelle du champ de photons, ainsi que sa géométrie. Elle est donc beaucoup plus réaliste que le modèle à une zone utilisé habituellement. Ceci nous a permis d'aboutir aux conclusions suivantes :

- Les estimations de facteur de Lorentz minimum pour les sursauts détectés par *Fermi*-LAT, obtenues par une approche à une zone (où les grandeurs physiques sont moyennées spatialement et temporellement), doivent être relaxées *au moins* d'un facteur $\simeq 2-3$ (§4.2.4). De plus si l'émission de haute énergie est produite à plus grand rayon que l'émission du MeV, la contrainte peut être encore réduite d'un facteur supplémentaire compris entre 2 et 8 (§4.2.4).
- La forme de la coupure $\gamma\gamma$ dépend fortement de la dynamique des rayons d'émission et de la durée d'intégration du spectre. On s'attend notamment à ce qu'elle soit plus douce qu'une coupure exponentielle (§4.3.2).
- Un effet d'évolution temporelle de l'opacité $\gamma\gamma$ peut induire un délai à l'allumage de l'émission de haute énergie, tel qu'observé par *Fermi*-LAT dans un certain nombre de sursauts.
- L'atténuation $\gamma\gamma$ peut avoir un effet de lissage sur la variabilité des courbes de lumière à haute énergie, même si l'émission est d'origine interne.

4.4.2. Perspectives

Nous avons vu au §4.3.1 comment le rayonnement des paires peut produire une composante additionnelle à basse énergie, allant du domaine IR – ce qui permettrait peut-être d'expliquer l'émission optique *prompte* brillante de certains sursauts, voir chapitre 5 – au domaine X – ce qui pourrait éventuellement d'expliquer l'excès d'émission à $\simeq 10$ keV détecté par *Fermi*-GBM dans le spectre de certains sursauts. Un examen détaillé de cette possibilité (en traitant également la question de la corrélation avec un excès à haute énergie) pourrait faire l'objet d'une étude future.

Il serait également intéressant de coupler le calcul détaillé de l'opacité $\gamma\gamma$, avec le code radiatif de Bošnjak et al. (2009), pour explorer la possibilité d'effets additionnels lorsque l'évolution de l'atténuation $\gamma\gamma$ est combinée à celle de la composante Compton inverse à haute énergie (notamment pour la question du délai à l'allumage de l'émission de haute énergie). En effet les résultats de Bošnjak et al. (2009) montrent une efficacité croissante de la diffusion Compton inverse au cours de la propagation d'une onde de choc, ce qui correspond donc à une situation de type $R_{\text{GeV}} > R_{\text{MeV}}$ décrite au §4.2.4.

Récemment des membres de la collaboration *Fermi* ont analysé la courbe de lumière des sursauts pour calculer le retard caractéristique (*time-lag*) d'une courbe de lumière dans une gamme d'énergie donnée par rapport à la courbe de lumière dans une gamme d'énergie de référence (Foley et al. 2011). Leur analyse fait apparaître un double effet. Dans un premier temps les courbes de lumières piquent de plus en plus tôt quand l'énergie moyenne de la gamme considérée augmente (régime plutôt observé dans le GBM), puis comme déjà décrit dans ce chapitre, cette tendance s'inverse (régime plutôt observé dans le LAT). La combinaison de l'approche de Bošnjak et al. (2009) et du calcul détaillé de l'annihilation $\gamma\gamma$ présenté dans ce chapitre nous donne tous les outils nécessaires à l'interprétation quantitative de ces résultats observationnels en prenant en compte l'évolution spectrale due à la fois à l'évolution des conditions à l'émission (processus radiatifs) et aux effets de propagation décrits ici.

Enfin, la collaboration *Fermi* a mis au point de nouveaux outils d'analyse des données sursauts du LAT (analyse *LAT Low Energy*, Pelassa 2010) qui permet une meilleure description du spectre à sa transition entre le GBM-BGO et le LAT entre 30 et 300 MeV. Il serait intéressant de comparer les résultats obtenus avec les prédictions du modèle décrit dans ce chapitre : présence d'une coupure à haute énergie ? Forme de cette coupure ? Evolution de l'énergie de cette coupure au cours du sursaut, notamment au moment de l'allumage progressif des hautes énergies. De telles analyses détaillées permettraient de confirmer le rôle de l'annihilation $\gamma\gamma$ dans les sursauts.

- 4.5. Pub. I : Do Fermi LAT observations imply very large Lorentz factors in GRB outflows ?, R. Hascoët, F. Daigne, R. Mochkovitch and V. Vennin, MNRAS, 421, 525 (2012)**



Do *Fermi* Large Area Telescope observations imply very large Lorentz factors in gamma-ray burst outflows?

R. Hascoët,[★] F. Daigne,[†] R. Mochkovitch and V. Vennin

UPMC-CNRS, UMR7095, Institut d'Astrophysique de Paris, F-75014 Paris, France

Accepted 2011 December 4. Received 2011 November 30; in original form 2011 July 25

ABSTRACT

Recent detections of GeV photons in a few gamma-ray bursts (GRBs) by *Fermi* Large Area Telescope (LAT) imply huge bulk Lorentz factors to avoid a large $\gamma\gamma$ optical depth at high energy. Estimates can be as high as $\Gamma \simeq 10^3$ in the most extreme cases. This puts severe constraints on models of the central engine and the jet acceleration in GRBs. These estimates are, however, obtained from a simplified single-zone model. We present here a more realistic calculation of the $\gamma\gamma$ opacity which takes into account the time, space and direction dependent photon field existing in an outflow with several relativistically moving emitting zones. The formalism is very general and can be applied to many models of the prompt GRB emission. We present results obtained for a numerical implementation in the framework of the internal shock model. We show the following results in this paper. (i) The minimum Lorentz factor Γ_{\min} in bright *Fermi*-LAT GRBs is reduced by a factor of $\simeq 2$ –3 compared to previous estimates if the GeV and MeV emission are produced in the same region, and by an additional factor of $\simeq 2$ –8 if the GeV emission is produced at larger radii. We provide an improved approximate formula for Γ_{\min} which is in good agreement with our numerical results and which can be directly applied to *Fermi*-LAT GRB data. (ii) A delayed onset of the GeV emission can be due to the time evolution of the opacity in a GRB outflow. As an illustration of these first two results, we present a synthetic GRB that reproduces most features of GRB 080916C with a mean Lorentz factor of $\simeq 340$, an optically thin regime for $\gamma\gamma$ opacity at 3 GeV in time bin ‘b’, a variability time-scale of $\simeq 0.5$ s in the MeV light curve and a delayed onset of $\simeq 5$ s of the GeV emission. (iii) The $\gamma\gamma$ opacity can smooth the short time-scale variability in the GeV light curve. This last result implies that the observed variability at high energy is not necessarily a good test to distinguish between an internal and an external origin for the GeV emission in GRBs.

Key words: radiation mechanisms: non-thermal – radiative transfer – gamma-ray burst: general – gamma-ray burst: individual: GRB 080916C.

1 INTRODUCTION

The combination of a short time-scale variability with a huge radiated gamma-ray energies in gamma-ray bursts (GRBs) leads to the well-known compactness problem: gamma-ray photons should not escape due to $\gamma\gamma$ annihilation. This contradiction is solved by assuming that the emitting region has an ultrarelativistic motion (Rees 1966). This leads to an important constraint on the minimum Lorentz factor of the outflow in cases where the GRB spectrum does not show any evidence for a high-energy cut-off (see e.g. Baring & Harding 1997; Lithwick & Sari 2001), or to a direct measurement

of the Lorentz factor if such a cut-off is identified, as possibly in GRB 090926A (Ackermann et al. 2011).

Since the launch of *Fermi* in 2008 June, the Large Area Telescope (LAT) instrument has detected high-energy photons above 10 GeV in a few GRBs. The observed gamma-ray spectrum often remains consistent with a Band function covering the Gamma-ray Burst Monitor (GBM) and LAT spectral ranges without any evidence of a high-energy cut-off which could be identified as a signature of $\gamma\gamma$ annihilation (with possibly the exception of GRB 090926A; Ackermann et al. 2011). This extension by *Fermi* of the observed spectral range upper bound from a few MeV to a few tens of GeV implies constraints on Γ_{\min} which are much more severe than the ones obtained previously (see e.g. Racusin et al. 2011). In a few cases, Γ_{\min} has been estimated to be of the order of 1000. For instance, in the four brightest *Fermi*-LAT GRBs, the estimated minimum values are $\Gamma_{\min} \simeq 887$ in GRB 080916C (Abdo et al. 2009b), $\simeq 10^3$ in GRB

[★]E-mail: hascoet@iap.fr

[†]Institut Universitaire de France.

526 *R. Hascoët et al.*

090902B (Abdo et al. 2009a), $\simeq 1200$ in GRB 090510 (Ackermann et al. 2010)) and $\simeq 720$ in GRB 090926A (Ackermann et al. 2011). These extreme values put severe constraints on the physics of the central engine which should be able to strongly limit the baryon load in the outflow. However, these minimum Lorentz factors were obtained from a simplified ‘single-zone’ model where the spatial and temporal dependencies of the radiation field are averaged out. This calls for more realistic calculations of the $\gamma\gamma$ opacity in GRB outflows. We present here a detailed approach taking into account the exact time, space and direction dependent radiation field in outflows with several relativistically moving emitting regions, such as internal shocks.

The paper is organized as follows. In Section 2, we derive the exact formula for the $\gamma\gamma$ opacity in complex and variable GRB outflows, describe its dependency on several physical parameters such as the emission radius or the Lorentz factor, and compare the exact calculation to the approximate formula which is broadly used in the literature. Finally, we validate our approach by a comparison with the semi-analytical study of Granot, Cohen-Tanugi & do Couto e Silva (2008). Section 3 is devoted to the investigation of several consequences of $\gamma\gamma$ annihilation in GRBs in the framework of the internal shock model. We discuss successively the constraints on the minimum Lorentz factor, with a focus on GRB 080916C, the spectral shape of the high-energy cut-off, the delayed onset of the GeV emission and the smoothing of the short time-scale variability in GeV light curves. We compare also in this section the $\gamma\gamma$ opacity with other expected sources of opacities. Section 4 presents a discussion of models where the GeV emission is produced at a larger radius than the MeV main component. Finally, Section 5 is the conclusion.

2 CALCULATION OF THE $\gamma\gamma$ OPTICAL DEPTH

2.1 General $\gamma\gamma$ opacity formula

The $\gamma\gamma$ opacity $\tau_{\gamma\gamma}$ seen by a photon of high energy E_{HE} propagating in a relativistic outflow is given by

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}) = \int d\ell \int d\Omega \times \int_{E_c(E_{\text{HE}}, \psi)}^{\infty} dE n_{\Omega}(E) \sigma_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}, E, \psi) (1 - \cos \psi). \quad (1)$$

All the physical quantities are measured in the fixed frame associated with the central source (‘laboratory frame’, hereafter the source frame): E is the energy of the interacting field photon, ψ represents the interaction angle between the high-energy photon and the interacting photon. The energy threshold E_c of the field photon above which $\gamma\gamma$ annihilation can occur is

$$E_c(E_{\text{HE}}, \psi) = \frac{2(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}}(1 - \cos \psi)}, \quad (2)$$

and the $\gamma\gamma$ cross-section $\sigma_{\gamma\gamma}$ is given by

$$\sigma_{\gamma\gamma}(y) = \sigma_T g(y), \quad (3)$$

where

$$g(y) = \frac{3}{16}(1 - y^2) \left[(3 - y^4) \ln \frac{1 + y}{1 - y} - 2y(2 - y^2) \right], \quad (4)$$

and y is defined by

$$y = \sqrt{1 - \frac{2(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}} E (1 - \cos \psi)}} = \sqrt{1 - \frac{E_c}{E}} \quad (5)$$

for $E \geq E_c$ and $y = 0$ for $E \leq E_c$. Finally, $n_{\Omega}(E)$ is the photon field distribution (photon $\text{cm}^{-3} \text{keV}^{-1} \text{sr}^{-1}$) at a given location and time.

Equation (1) is made up of a triple integral: the $d\ell$ integration is done over the path of the GeV photon from its emission location to the observer, the $d\Omega$ integration is done over the solid angle distribution of the interacting photon field surrounding the GeV photon, whereas the dE integration is done over its energy distribution. Equation (1) is general and can be applied to any photon emitted at a given location and time with a given direction of propagation in the GRB outflow.

2.2 $\gamma\gamma$ opacity created by a ‘spherical flash’

2.2.1 Calculation of the $\gamma\gamma$ opacity

The kernel of our study is the calculation of the $\gamma\gamma$ opacity created by a spherical flash. Using this kernel, it is possible to model the case of a propagating radiating spherical front (representing for example a shock wave) by the succession of many spherical flashes. One critical step is the exact calculation of the photon density n_{Ω} (see Appendix A). The emissivity ($\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$) in the comoving frame¹ of a spherical flash occurring at a radius R_0 and time t_0 (source frame) is given by

$$j'_{\nu'} = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{4\pi R_0^2} \frac{\mathcal{E}_{\text{rad}}}{\Gamma_0} \frac{1}{\nu'_{p,0}} \mathcal{B} \left(\frac{\nu'}{\nu'_{p,0}} \right) \delta(r - R_0) \delta(t - t_0), \quad (6)$$

where \mathcal{E}_{rad} is the total radiated energy, $\Gamma_0 = 1/\sqrt{1 - \beta_0^2}$ is the Lorentz factor of the material moving with velocity $\beta_0 c$ and emitting the spherical flash, ν' is the photon frequency in the comoving frame, $\nu'_{p,0}$ is the comoving peak frequency of the spectrum and \mathcal{B} is the normalized spectral shape [$\int_0^{\infty} \mathcal{B}(x) dx = 1$].

The geometry associated with a spherical flash is described in Fig. 1, and the calculation of the created photon field $n_{\Omega}(E)$ is given in Appendix A. The resulting general expression of the $\gamma\gamma$ opacity created by a spherical flash is

$$\begin{aligned} \tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}) &= \int d\ell \frac{\mathcal{E}_{\text{rad}}}{4\pi R_0^2 \Gamma_0} \frac{R_0}{s R_1} \frac{\mathcal{D}^2}{E'_{p,0}} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{4\pi} (1 - \cos \psi) \\ &\times \int_{E_c(E_{\text{HE}}, \psi)}^{+\infty} \frac{dE}{E} \sigma_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}, E, \psi) \mathcal{B} \left(\frac{E}{\mathcal{D} E'_{p,0}} \right) \\ &= \tau_0 \int d\ell \frac{R_0}{s R_1} \mathcal{D}^2 \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} (1 - \cos \psi) \\ &\times \int_0^1 dy \frac{y g(y)}{1 - y^2} \mathcal{B} \left[\frac{E_c(E_{\text{HE}}, \psi)}{\mathcal{D} E'_{p,0} (1 - y^2)} \right], \end{aligned} \quad (7)$$

where $E'_{p,0} = h\nu'_{p,0}$ is the comoving peak energy, ψ is the interaction angle given by

$$\cos \psi = \cos \Theta \cos \alpha_1 + \sin \Theta \sin \alpha_1 \cos \phi, \quad (8)$$

\mathcal{D} is the Doppler factor,

$$\mathcal{D} = \frac{1}{\Gamma_0 (1 - \beta_0 \cos \delta)}, \quad (9)$$

and the dimensionless constant τ_0 is defined by

$$\tau_0 = \frac{\sigma_T \mathcal{E}_{\text{rad}}}{4\pi R_0^2 \Gamma_0 E'_{p,0}}. \quad (10)$$

¹ Physical quantities with a prime are measured in the comoving frame.

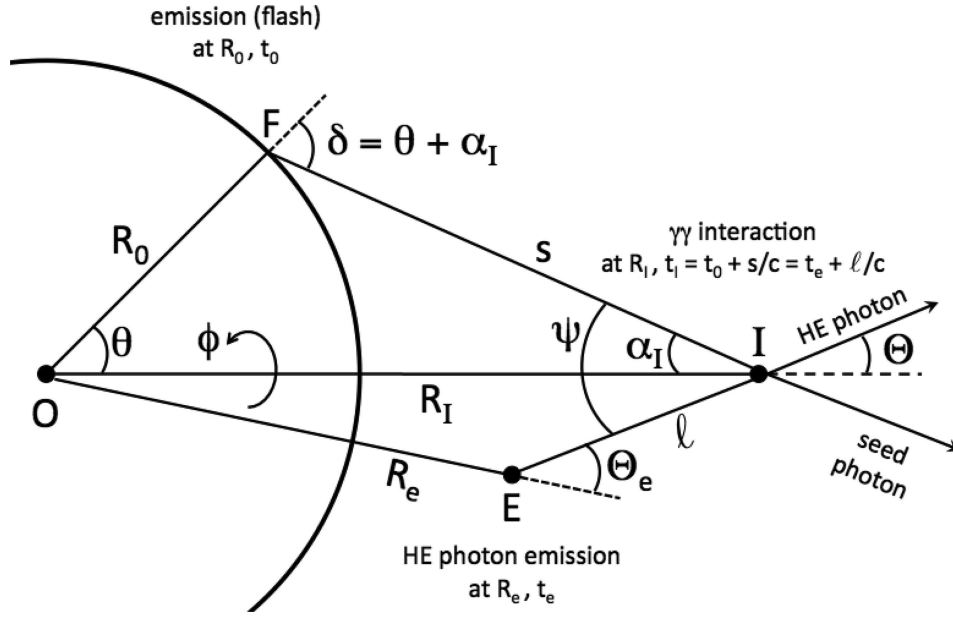


Figure 1. Geometry of the $\gamma\gamma$ interaction of a high-energy photon with a spherical flash. All quantities are defined in the source frame. A high-energy photon is emitted at radius R_e and time t_e (point E) in a direction Θ_e relative to the radial direction, and interacts with a flash emitted at radius R_0 and time t_0 . The figure describes the interaction geometry at a given time $t_1 > t_0$: F is the emission point of the low-energy seed photon and I the interaction point. The angles θ , ϕ and δ are, respectively, the emission colatitude, longitude and Doppler angle of the seed photon. Note that the path EI (high-energy photon) is contained in the plane of the figure, which is not the case for the path FI (seed photon). The radius of the interaction point I is R_I and, from I, the arrival directions of the seed photon and of the high-energy photon make, respectively, an angle α_I and Θ with the radial direction. The distances from F to I and from E to I are, respectively, s and ℓ , leading to $t_1 = t_e + \ell/c = t_0 + s/c$. Finally, ψ is the angle between the directions of the two interacting photons (hereafter the interaction angle). Note that, at a given time t_1 , all the seed photons come from the same emission colatitude θ , leading to the same values of α_I , s and $\delta = \theta + \alpha_I$. However, the angle ψ also depends on ϕ .

If the high-energy photon is emitted at radius R_e and time t_e in a direction Θ_e relative to the radial direction (see Fig. 1), the quantities appearing in equation (7) are given as a function of the length ℓ travelled by the high-energy photon from its emission point by

$$R_I^2 = R_e^2 + \ell^2 + 2R_e\ell \cos \Theta_e, \quad (11)$$

$$\sin \Theta = \frac{R_e}{R_I} \sin \Theta_e, \quad (12)$$

$$s = c(t_1 - t_0) = c \left(t_e + \frac{\ell}{c} - t_0 \right), \quad (13)$$

$$\cos \alpha_I = \frac{R_I^2 + s^2 - R_0^2}{2R_I s}, \quad (14)$$

$$\cos \delta = \frac{R_I^2 - R_0^2 - s^2}{2R_0 s}, \quad (15)$$

$$\mathcal{D} = \frac{1}{\Gamma_0 (1 - \frac{v_0}{c} \cos \delta)}. \quad (16)$$

In equation (7), the $d\ell$ integration is limited to the range of ℓ allowing an interaction, i.e. fulfilling the condition

$$|R_0 - R_I| \leq s \leq R_0 + R_I. \quad (17)$$

Case of a photon emitted on-axis. If the high-energy photon is emitted on-axis ($\Theta_e = \Theta = 0$ and $\psi = \alpha_I$), the axial symmetry

gives a simplified formula:

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}) = \tau_0 \int d\ell \frac{R_0 (1 - \cos \psi)}{(R_e + \ell) [c(t_e - t_0) + \ell]} \mathcal{D}^2 \times \int_0^1 dy \frac{yg(y)}{1 - y^2} \mathcal{B} \left[\frac{E_c(E_{\text{HE}}, \psi)}{\mathcal{D}E'_{p,0}(1 - y^2)} \right], \quad (18)$$

with

$$\cos \psi = \frac{(R_e + \ell)^2 + [c(t_e - t_0) + \ell]^2 - R_0^2}{2(R_e + \ell) [c(t_e - t_0) + \ell]}, \quad (19)$$

$$\cos \delta = \frac{(R_e + \ell)^2 - R_0^2 - [c(t_e - t_0) + \ell]^2}{2R_0 [c(t_e - t_0) + \ell]}. \quad (20)$$

Case of a flash having a power-law spectrum. If the spectrum of the flash emission can be approximated by a single power law of photon index β , the spectral shape function has the following form: $\mathcal{B}(x) = A_0 x^{1+\beta}$ for $x \geq 1$, with $A_0 = -(2 + \beta)$, and $\mathcal{B}(x) = 0$ for $x < 1$. Then equation (7) can be further simplified:

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}) = \mathcal{I}(\beta) \tau_0 A_0 \left[\frac{2(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}} E'_{p,0}} \right]^{1+\beta} \times \int d\ell \frac{R_0}{s R_I} \mathcal{D}^{1-\beta} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} (1 - \cos \psi)^{-\beta}, \quad (21)$$

where $\mathcal{I}(\beta)$ is a finite number for $\beta < 0$:

$$\mathcal{I}(\beta) = \int_0^1 \frac{y}{(1 - y^2)^{2+\beta}} g(y) dy. \quad (22)$$

For $\beta = -2, -2.2, -2.3, -2.5$ and -3 , this integral equals, respectively, $\mathcal{I}(\beta) \simeq 0.091, 0.078, 0.072, 0.063$ and 0.046 .

528 *R. Hascoët et al.*

Case of a photon emitted on-axis interacting with a flash having a power-law spectrum. Finally, if the two simplifications are combined, the $\tau_{\gamma\gamma}$ formula becomes

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}) = \mathcal{I}(\beta)\tau_0 A_0 \left[\frac{2(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}} E'_{p,0}} \right]^{1+\beta} \times \int d\ell \frac{R_0 (1 - \cos \psi)^{-\beta}}{(R_e + \ell)[c(t_e - t_0) + \ell]} \mathcal{D}^{1-\beta}. \quad (23)$$

2.2.2 Approximate formula

Most estimates of the minimum Lorentz factor in GRB outflows are based on approximate formulae corresponding to the case of a high-energy photon emitted on-axis and interacting with an isotropic radiation field over a length $\ell' \sim R/\Gamma_0$ in the comoving frame of the emitting material assumed to move with a constant Lorentz factor Γ_0 (see e.g. Lithwick & Sari 2001; Gupta & Zhang 2008; Abdo et al. 2009b; Zhang & Pe'er 2009). In many GRB models, such as internal shocks, a more realistic approximation corresponds to the situation where the seed photons are produced by a flash emitted at radius R_0 by a single thin shell moving with constant velocity β_0 , and where the high-energy photon is emitted on-axis at R_e and interacts with the resulting anisotropic radiation field. Then, the law of motion of the thin shell is $R_e - R_0 = \beta_0 c(t_e - t_0)$ and the high-energy photon can interact with the seed photons from the flash only if

$$R_0 < R_e < \frac{2R_0}{1 - \beta_0} \simeq 4\Gamma_0^2 R_0. \quad (24)$$

In this case, an approximate formula for the $\gamma\gamma$ opacity given by equation (23) can be obtained (see Appendix B):

$$\tau_{\gamma\gamma} \simeq \left[\frac{2(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}} E'_{p,0}} \right]^{1+\beta} \frac{2^\beta \mathcal{I}(\beta) \tau_0 A_0 \Gamma_0^{\beta+1}}{\left[\left(1 + \frac{1}{2} \frac{R_e - R_0}{R_0}\right) \left(1 + \frac{R_e - R_0}{R_0}\right) \right]^{1-\beta}}. \quad (25)$$

To compare with observations, the radius R_0 is usually estimated by $\Gamma_0^2 c \Delta t_{\text{var}}$, where Δt_{var} is the observed variability time-scale, and the isotropic equivalent radiated energy \mathcal{E}_{rad} is deduced from the observed photon fluence $\mathcal{F}(E) = \mathcal{F}_0 (E/E_{p,0})^\beta$ (photon $\text{cm}^{-2} \text{keV}^{-1}$), where $E_{p,0} = \Gamma_0 E'_{p,0}$ is the observed peak energy. This leads to

$$\mathcal{E}_{\text{rad}} = 4\pi D^2 \frac{E_{p,0}^2 \mathcal{F}_0}{A_0}, \quad (26)$$

where D is the distance of the source.² Finally, the $\gamma\gamma$ opacity reads

$$\tau_{\gamma\gamma} \simeq K(R_e) \sigma_T \left(\frac{D}{c \Delta t_{\text{var}}} \right)^2 E_{p,0} \mathcal{F}_0 \Gamma_0^{-2(1-\beta)} \left[\frac{(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}} E_{p,0}} \right]^{1+\beta}, \quad (27)$$

where

$$K(R_e) = \frac{2^{1+2\beta} \mathcal{I}(\beta)}{\left[\left(1 + \frac{1}{2} \frac{R_e - R_0}{R_0}\right) \left(1 + \frac{R_e - R_0}{R_0}\right) \right]^{1-\beta}} \quad (28)$$

is a coefficient that depends on the location where the high-energy photon is emitted. Most previous studies considered usually the limit $R_e \rightarrow R_0$ (all photons are radiated in the same region). This leads here to a coefficient $K_0 = K(R_e \rightarrow R_0)$ given by

$$K_0 \simeq 2^{1+2\beta} \mathcal{I}(\beta). \quad (29)$$

² We do not include here the corrections due to cosmological redshift.

Compared to the simple model assuming an isotropic radiation field in the comoving frame of the outflow, the approximate formula derived here for an anisotropic field produced by an impulsive flash shows the same scaling with the parameters of the problem, but a different normalization K_0 . Svensson (1987) has derived the exact coefficient for the single-zone isotropic model and gives the following accurate approximation (error less than 0.3 per cent for $-7 < \beta < -1$):

$$K_0^{\text{S87}} \simeq \frac{7}{6(-\beta)^{5/3}(1-\beta)}. \quad (30)$$

The coefficient

$$K_0^{\text{A09}} = \frac{4}{1-\beta} \mathcal{I}(\beta) = \frac{2^{1-2\beta}}{1-\beta} K_0 \quad (31)$$

used by Abdo et al. (2009b) differs from K_0^{S87} by less than 0.5 per cent. The coefficient

$$K_0^{\text{LS01}} = -\frac{11}{180} \frac{1}{1+\beta} \quad (32)$$

used by Lithwick & Sari (2001) is less accurate, with a difference by a factor of 1.5–2 in the range $-3 < \beta < -2$. For a typical value $\beta = -2.3$, the differences between the two assumptions (isotropic radiation field versus anisotropic field created by a flash) is notable. We have $K^{\text{A09}}/K_0 \simeq 14.7$ and $K^{\text{LS01}}/K_0 \simeq 7.3$, already leading to some differences in the estimate of the minimum Lorentz factor in GRB outflows. Note that in all these single-zone models, the opacity is built over a length $\ell \sim R$ in the source frame (see Appendix B and also Section 3.3.1), so that the origin of the difference is mainly the geometry of the radiation field (isotropy versus anisotropy in the comoving frame). However, as described in Section 3.3, the estimate of Γ_{min} is even more affected by dynamical effects, which are not included in these single-zone models.

2.2.3 A case study

To better understand the different effects at stake when studying the $\gamma\gamma$ opacity in relativistic outflows, it is worth to focus first on the case of a single spherical flash for which we have obtained an approximate estimate in Section 2.2.2. Let us consider a spherical shell expanding at a constant Lorentz factor Γ_0 that emits a photon flash at a radius $R_0 = (\Gamma_0/100)^2 10^{14} \text{ cm}$. The total radiated energy (source frame) is $\mathcal{E}_{\text{rad}} = 2 \times 10^{51} \text{ erg}$ and the spectrum is a broken power law with a comoving peak energy $E'_{p,0} = (1 \text{ MeV})/\Gamma_0$, a low-energy photon index $\alpha = -1$ and a high-energy photon index $\beta = -2.5$. With these assumptions, the observed pulse has a fixed duration $\Delta t_{\text{obs}} = R_0/(2\Gamma_0^2 c) \simeq 0.17 \text{ s}$, a fixed bolometric isotropic equivalent energy \mathcal{E}_{rad} and a fixed observed peak energy $\simeq \Gamma_0 E'_{p,0} \simeq 1 \text{ MeV}$. In addition, we assume that the same shell, expanding at a constant Lorentz factor Γ_0 , is emitting a high-energy photon at a radius $R_e \geq R_0$ and a colatitude Θ_e . Equation (7) allows us to compute the optical depth for $\gamma\gamma$ annihilation, $\tau_{\gamma\gamma}$, seen by this high-energy photon, as a function of its energy E_{HE} . This photon is detected by a distant observer at time $t_{\text{obs}}^{\text{HE}}$ given by

$$t_{\text{obs}}^e \simeq t_{\text{obs}}^{\text{flash}} + \frac{R_e - R_0}{2\Gamma_0^2 c} + (1 - \cos \Theta_e) \frac{R_e}{c}, \quad (33)$$

where $t_{\text{obs}}^{\text{flash}}$ is the time at which the first photon from the flash is observed.

The four panels of Fig. 2 give an overview of the obtained results showing the different dependencies of $\tau_{\gamma\gamma}$.

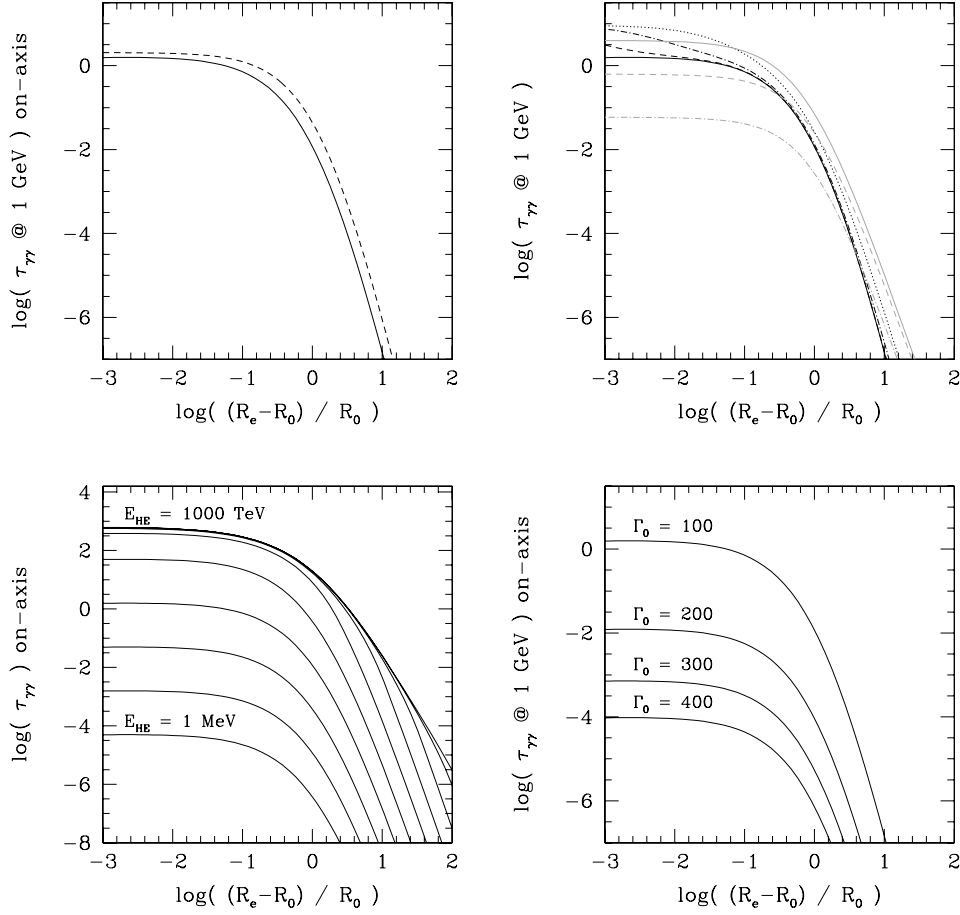


Figure 2. Opacity created by a spherical flash. In each panel, the $\gamma\gamma$ opacity is plotted as a function of the high-energy photon emission radius. In the first three panels, the Lorentz factor is $\Gamma_0 = 100$. Upper left-hand panel: opacity seen by a 1 GeV photon emitted on-axis. The numerical calculation is plotted in solid line and the approximate formula given by equation (25) in dashed line. Upper right-hand panel: opacity seen by a 1 GeV photon for different emission colatitudes $\Theta_e \Gamma_0 = 0$ (black, solid line), 0.03 (black, dashed line), 0.1 (black, dashed dotted line), 0.3 (black, dotted line), 1 (grey, solid line), 3 (grey, dashed line), 10 (grey, dashed dotted line). Bottom left: opacity seen by a high-energy photon emitted on-axis for $E_{\text{HE}} = 1, 10, 100 \text{ MeV}, 1, 10, 100 \text{ GeV}, 1, 10, 100, 1000 \text{ TeV}$. Bottom right: opacity seen by 1 GeV photons emitted on-axis for different Lorentz factors $\Gamma_0 = 100, 200, 300, 400$.

Dependence on the emission radius. The top left-hand panel of Fig. 2 gives the evolution of $\tau_{\gamma\gamma}$ as a function of R_e for a photon emitted on-axis ($\Theta_e = 0$). The opacity $\tau_{\gamma\gamma}$ remains constant for

$$\frac{R_e}{R_0} - 1 = \frac{t_{\text{obs}}^{\text{HE}} - t_{\text{obs}}^{\text{flash}}}{\Delta t_{\text{obs}}} \lesssim 0.2 \quad (34)$$

and then decreases as $\tau_{\gamma\gamma} \propto R_e^{-2(1-\beta)}$, in excellent agreement with the approximate formula given by equation (27). The top right-hand panel of Fig. 2 shows the same curves $\tau_{\gamma\gamma}(R_e)$, but for different emission colatitudes Θ_e . The evolution is more complicated but remains dominated by a transition from a plateau when R_e is still close to R_0 , to a steep decay at large radii. As explained in Appendix B, the plateau is due to a favourable configuration when $R_e \rightarrow R_0$: both the Doppler angle δ and the interaction angle ψ are close to $1/\Gamma_0$ at the beginning of the propagation of the high-energy photon; at larger emission radii R_e , the Doppler angle increases, leading to a reduction of the specific intensity, and the interaction angle decreases, leading to a higher energy threshold for the seed photons and a lower effective cross-section $(1 - \cos \psi)\sigma_{\gamma\gamma}$.

Dependence on the emission latitude. As seen in the top right-hand panel of Fig. 2, the value of the opacity in the plateau discussed in the previous paragraph depends on the emission colatitude Θ_e of

the high-energy photon. When Θ_e is increasing, the dominant effect is initially an increase of the interaction angle Ψ at the beginning of the propagation, which leads to an increase of the opacity. However, when the colatitude Θ_e increases even more, this effect is reduced by an increasing Doppler angle: the opacity reaches a maximum for $\Theta_e \simeq 0.3/\Gamma_0$ and then decreases. At very high colatitudes, the opacity is strongly reduced compared to the on-axis photon: e.g. by a factor of $\simeq 30$ for $\Theta_e \simeq 10/\Gamma_0$.

Dependence on the photon energy. The bottom left-hand panel of Fig. 2 gives the evolution of $\tau_{\gamma\gamma}$ as a function of R_e for different photon energies E_{HE} . The curves are similar to the on-axis case discussed above. However, the value of $\tau_{\gamma\gamma}$ in the initial plateau evolves with E_{HE} . For $\Psi \simeq 1/\Gamma_0$ (low emission radius R_e), the threshold for $\gamma\gamma$ annihilation is

$$E_c \simeq \frac{(2\Gamma_0 m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}}} \quad (35)$$

Then, for $E_{\text{HE}} < (2\Gamma_0 m_e c^2)^2/E_{\text{p},0} \simeq 10 \text{ GeV}$, the threshold energy E_c remains in the high-energy branch of the spectrum and the dependency is simply $\tau_{\gamma\gamma} \propto E_{\text{HE}}^{-(1+\beta)}$ with $-(1+\beta) = 1.5$ for the present case. Then, for $E \gtrsim 10 \text{ GeV}$, the threshold E_c begins to enter the low-energy branch of the spectrum and the dependency

530 *R. Hascoët et al.*

progressively evolves from $\tau_{\gamma\gamma} \propto E_{\text{HE}}^{-(1+\beta)}$ to $\tau_{\gamma\gamma} \propto E_{\text{HE}}^{-(1+\alpha)}$ because photons contributing mostly to $\tau_{\gamma\gamma}$ have an energy close to E_c . Due to the particular choice of $\alpha = -1$, we have $-(1 + \alpha) = 0$ and the $\gamma\gamma$ opacity $\tau_{\gamma\gamma}$ becomes independent of E_{HE} at very high energies (see the saturation effect observed in the middle panel of Fig. 2 when E_{HE} is increasing).

Dependence on the Lorentz factor. The bottom right-hand panel of Fig. 2 gives the evolution of $\tau_{\gamma\gamma}$ as a function of R_e for different Lorentz factors Γ_0 . In this case, the scaling is simply $\tau_{\gamma\gamma} \propto \Gamma_0^{2(\beta-1)}$. As discussed in Appendix B, this scaling comes from the combination of three effects: (i) the threshold energy goes like $E_c \propto \Gamma_0^2$ so that $\tau_{\gamma\gamma}$ is modified by a factor of $\Gamma_0^{2(1+\beta)}$ (see equation 23), (ii) Δt_{obs} is fixed and $R_0 \propto \Gamma_0^2$, which modifies $\tau_{\gamma\gamma}$ by another factor of Γ_0^{-2} : the specific intensity is diluted by a factor of R_0^{-2} (see equation 10) but the opacity is built on a typical length $\ell \simeq R_0$ (see Appendix B) and (iii) the geometrical factor $(1 - \cos \psi) \simeq 1/2\Gamma_0^2$ brings another factor Γ_0^{-2} . Finally, the dependency is $\tau_{\gamma\gamma} \propto \Gamma_0^{2(1+\beta)-2-2} = \Gamma_0^{2(\beta-1)}$.

2.3 Towards a complex photon field geometry

Using the present approach, it is possible to treat any complex photon field configuration as long as it can be modelled as a collection of spherical photon flashes. The contribution from a flash emitted at R_0, t_0 , by an expanding sphere with Lorentz factor Γ_0 , with a spectrum defined by the comoving peak energy $E'_{p,0}$ and the shape \mathcal{B} and with a total radiated energy \mathcal{E}_{rad} , to the $\gamma\gamma$ opacity seen by a high-energy photon of energy E_{HE} emitted at R_e, t_e , in direction Θ_e can be formally written as

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}, R_e, t_e, \Theta_e) = \frac{\sigma_T \mathcal{E}_{\text{rad}}}{4\pi R_0^2 \Gamma_0 E'_{p,0}} \int d\ell \mathcal{F}[\ell; E_{\text{HE}}, R_e, t_e, \Theta_e; R_0, t_0, E'_{p,0}, \mathcal{B}], \quad (36)$$

where the formal function \mathcal{F} can be deduced from equation (7), and equations (8)–(17). In a more general situation, the $\gamma\gamma$ opacity seen by a high-energy photon is given by

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}, R_e, t_e, \Theta_e) = \sum_i \int dt \frac{\sigma_T \mathcal{L}_{\text{rad},i}(t)}{4\pi R_i^2(t) \Gamma_i(t) E'_{p,i}(t)} \times \int d\ell \mathcal{F}[\ell; E_{\text{HE}}, R_e, t_e, \Theta_e; R_i(t), t, E'_{p,i}(t), \mathcal{B}_i(t)], \quad (37)$$

where the sum on i is on all emitting regions in the outflow (such as the shocked region behind a propagating shock wave), the dt integral is computed over the whole propagation of the considered emitting region (t being measured in the source frame), and the elementary contribution to the opacity of the propagating emitting region i at time t is given by the same formal expression as for a spherical flash, replacing the radiated energy \mathcal{E}_{rad} by the radiated luminosity $\mathcal{L}_{\text{rad},i}(t)$ at time t , and considering all other properties (radius, Lorentz factor, emitted spectrum) at time t . Finally, synthetic light curves and spectra seen by a distant observer can be computed by integrating the flux from each emitting region on equal-arrival time surfaces, including at high energy the effect of $\tau_{\gamma\gamma}$.

2.4 Validation of the model

Before dealing with more complex dynamical configurations within the internal shock framework, the validity of our model has been

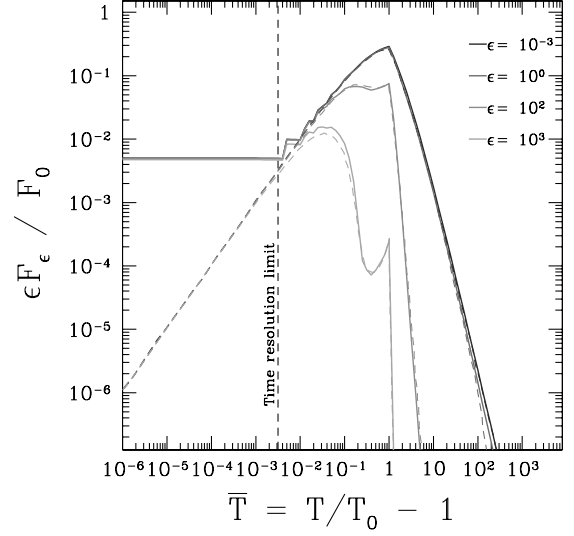


Figure 3. Opacity in a single pulse: comparison with the semi-analytical work of Granot et al. (2008). $\gamma\gamma$ -absorbed light curves at four different energies $\epsilon = E_{\text{HE}}/m_e c^2$ are plotted as a function of the observer time for a single pulse using the prescriptions and model parameters corresponding to the middle panel of fig. 9 in Granot et al. (2008). Our numerical calculation (solid line) is compared to the semi-analytical result (dashed line). Notations are the same (the observer time \bar{T} and observed fluxes $\epsilon F_\epsilon / F_0$ have normalized values). The agreement is excellent except for $\bar{T} < 10^{-2}$, where the discrepancy is due to numerical resolution limitations (this corresponds to a true observer time $t_{\text{obs}} < 0.1$ ms).

tested on a simple single-shock case with a comparison to the previous semi-analytic study by Granot et al. (2008). In this study, gamma-ray light curves produced by an emitting thin shell in spherical expansion are computed at different energies taking into account the effect of the $\gamma\gamma$ opacity. Using our model and adopting the same prescriptions for the dynamics of the expanding shell and the properties of its emission (luminosity and spectrum), we reproduce the results of Granot et al. (2008). The excellent agreement between the two approaches is illustrated in Fig. 3, corresponding to the example considered in the middle panel of fig. 9 in Granot et al. (2008). The only difference occurs at very early times (first 0.1 ms) due to the limitation of the discretization used in our numerical method. The semi-analytical approach used by Granot et al. (2008) does not suffer such a limitation but cannot be easily adapted to more complex outflows such as presented later in this paper. In this example, the $\gamma\gamma$ opacity obtained by Granot et al. (2008) and confirmed by our numerical calculation is found to be a factor of 92 smaller than the prediction from the single-zone isotropic model, using the normalization factor K_0^{A09} from Abdo et al. (2009b) (see Section 2.2.2). This leads for instance to a cut-off energy in the time-integrated spectrum, defined as the energy E_{HE} where $\tau_{\gamma\gamma} \simeq 1$, which is $\approx 45 m_e c^2$ instead of $0.49 m_e c^2$. This strong discrepancy between single-zone models and detailed calculations confirms how crucial it is to take into account the precise geometry and variations of the radiation field when computing the $\gamma\gamma$ opacity.

3 THE $\gamma\gamma$ OPACITY IN INTERNAL SHOCKS

In this section, the model is applied to the dynamical evolution expected in the internal shock framework, where the whole prompt gamma-ray emission is produced by electrons accelerated by shock waves propagating within a relativistic variable outflow

(Rees & Meszaros 1994; Kobayashi, Piran & Sari 1997; Daigne & Mochkovitch 1998). A previous study of the $\gamma\gamma$ opacity in internal shocks was made by Aoi et al. (2010). However, the prescription used to compute $\tau_{\gamma\gamma}$ was still approximate, using the local physical conditions of the outflow where the high-energy photon is emitted and applying them to an average formula of $\tau_{\gamma\gamma}$ as discussed in Section 2.2.2, using the same normalization as in Lithwick & Sari (2001).

3.1 Description of the internal shock model

We assume that the ejection by the central engine lasts for a duration t_w and we consider the relativistic outflow at the end of the acceleration process, where it is assumed that the energy content is dominated by the kinetic energy. It is then described by the distribution of the Lorentz factor $\Gamma(t)$ and the kinetic power $\dot{E}_{\text{kin}}(t)$. Both quantities can vary on a time-scale Δt_{var} (variability time-scale of the central engine), which leads to the formation of internal shocks at larger distance. We model the dynamics of these internal shocks via a multiple shell model where the successive collisions between shells mimic the propagation of shock waves within the relativistic outflow (Daigne & Mochkovitch 1998, 2000). This allows us to follow the physical conditions in the shocked regions: Lorentz factor Γ_* , comoving mass density ρ_* and specific internal energy ϵ_* . A fraction ϵ_e of the internal energy is injected in relativistic electrons that are radiatively efficient. Therefore, the same amount of energy is radiated. We assume that each elementary collision produces a spherical flash as described in Section 2.2 and that the comoving emissivity follows a broken power-law spectrum with low- and high-energy photon indices α and β and a peak energy

$$E'_p = K \rho_*^x \epsilon_*^y, \quad (38)$$

where K , x and y are constant. We use the values of x and y provided by the standard fast-cooling synchrotron model with constant microphysics parameters, i.e. $x = 1/2$ and $y = 5/2$. In this case, the constant K depends on ϵ_e , on the fraction ϵ_B of the energy which is injected in the magnetic field and on the fraction ζ of electrons that are accelerated by the shock (Daigne & Mochkovitch 1998, 2003). Once the dynamics and emission of internal shocks have been obtained, we apply the formalism described in Section 2 to compute the $\gamma\gamma$ opacity seen by high-energy photons. The assumption of a geometrically thin emitting region for each shock wave is well justified,³ as electrons are in the fast-cooling regime, limiting the size of the emitting region at the shock front to be of the order of $c \times t'_{\text{rad}}$, where t'_{rad} is the radiative time-scale and is much shorter than the dynamical time-scale t'_{dyn} . We have tested that the results presented in this paper are independent of the choice for the time discretization of the dynamical calculation, as long as the time step is chosen to be short compared to the variability time-scale Δt_{var} in the outflow. The results described hereafter in the paper have been obtained using a time step $t_w/3000$, except for the example shown in Fig. 8 where the time step has been decreased to $t_w/10\,000$ because of the short time-scale variability in this particular case.

³ We have tested in the single-pulse burst presented in Fig. 4 that the contribution of a local isotropic radiation field associated with the finite size of the emitting region is negligible as long as its width is smaller than $\sim ct'_{\text{dyn}}/100$. In the realistic case, where this width is fixed by the synchrotron time-scale, the additional contribution to the opacity is about five orders of magnitude below the main contribution.

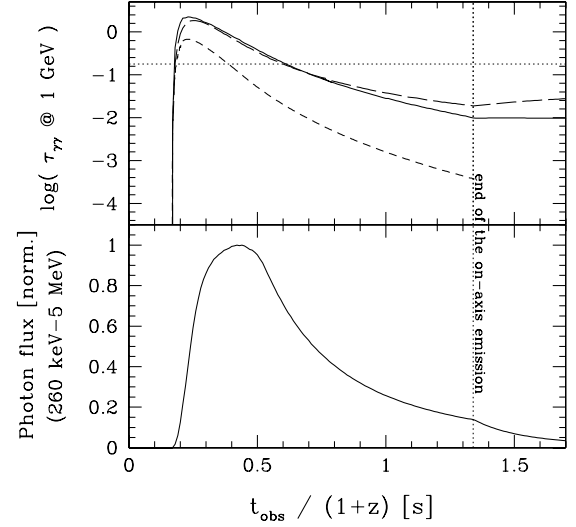


Figure 4. $\gamma\gamma$ on-axis opacity as a good proxy. Same single-pulse burst as in Fig. 7 (see Fig. 7 for the initial conditions in the outflow). Bottom panel: normalized photon flux in the 260 keV–5 MeV energy range as a function of observer time. Top panel: $\gamma\gamma$ opacity seen by 1 GeV photons (source frame) as a function of the observer time. The solid line shows the flux-averaged value of the exact opacity (latitude dependent), as given by equation (40); the short dashed line shows the opacity seen by photons emitted on-axis; the long dashed line shows the flux-averaged value of the approximate opacity defined by equation (39) using a constant factor $k = 3$. Note that the curve for the on-axis opacity stops at $t_{\text{obs}}/(1+z) \simeq 1.33$ s when the on-axis internal shock emission stops, whereas the flux-averaged opacities are still well defined after this point, when the observed flux is only due to the high-(co-)latitude emission. The approximate value of $\tau_{\gamma\gamma}$ (single-zone model) is plotted as a horizontal thin dotted line using equation (44). Note that this approximate formula has been calibrated using time-integrated spectra (see Section 3.3.2).

3.2 Use of the on-axis $\gamma\gamma$ opacity as a good proxy

From this point until the end of Section 3, the $\gamma\gamma$ opacity computed on-axis will be used as a proxy for the complete (latitude dependent) calculation. More precisely, for a given flash, the approximate opacity

$$\tilde{\tau}_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}) = k \times \tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}; \Theta_e = 0) \quad (39)$$

will be applied to all high-energy photons of energy E_{HE} radiated at the same radius, even those that are emitted off-axis. The constant factor k is determined below, from a detailed comparison with the exact calculation. This approximation has the advantage of reducing the computing time without affecting the qualitative discussion. Even if the on-axis opacity (see equation 18) and the exact opacity $\tau_{\gamma\gamma}$ (see equation 7) have different values, the ratio between the two remains fairly unchanged during the whole simulation as long as the on-axis emission is active. It is only at the very end of the prompt emission that the observed flux is dominated by the high-(co-)latitude emission and that this approximation is not appropriate anymore.

To illustrate the validity of this approximation, Fig. 4 shows, in the case of a simple single-pulse burst,⁴ the evolution of the

⁴ In the examples presented in Figs 4, 6, 7, 8 and 9, high values of the kinetic power have been chosen as *Fermi*-LAT GRBs are among the brightest GRBs ever detected. For a jet opening angle from 1° to 10° , an isotropic equivalent kinetic power of 10^{55} erg s $^{-1}$ corresponds to a true power of 1.5×10^{51} to

532 *R. Hascoët et al.*

flux-averaged value of the exact opacity (latitude dependent) $\bar{\tau}_{\gamma\gamma}$ obtained by

$$e^{-\bar{\tau}_{\gamma\gamma}(t_{\text{obs}}, E_{\text{HE}})} = \frac{\sum_i F_i(t_{\text{obs}}, E_{\text{HE}}) \times e^{-\tau_{\gamma\gamma}(t_{\text{obs}}, E_{\text{HE}}, \Theta_{e,i})}}{\sum_i F_i(t_{\text{obs}}, E_{\text{HE}})}, \quad (40)$$

where t_{obs} is the observer time and the summation is done over all collisions contributing to the observed flux at t_{obs} : for each i , $F_i(t_{\text{obs}}, E_{\text{HE}})$ is the contribution to the flux of collision i and $\tau_{\gamma\gamma}(t_{\text{obs}}, \Theta_{e,i})$ is the $\gamma\gamma$ opacity computed for collision i taking into account the emission colatitude $\Theta_{e,i}$ at time t_{obs} . It is compared to the evolution of the opacity for on-axis photons and to the evolution of the flux-averaged value of the approximate opacity $\bar{\tau}_{\gamma\gamma}$ defined by equation (39) using $k = 3$. In this example, the $\gamma\gamma$ opacity evolves over more than two orders of magnitude, whereas the ratio $\bar{\tau}_{\gamma\gamma}/\tau_{\gamma\gamma}$ remains very close to unity, except at the end of the pulse, especially after the end of the on-axis emission. This small discrepancy is negligible in complex light curves as long as the central source is active.

3.3 Minimum Lorentz factor in GRB outflows

3.3.1 The case of GRB 080916C

The first natural application of our model is the estimate of the minimum bulk Lorentz factor Γ_{min} in GRB outflows, obtained from the constraint $\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE,max}}) \simeq 1$, where $E_{\text{HE,max}}$ is the highest photon energy detected in the burst. To illustrate this aspect, we applied our approach to the case of one of the four brightest GRBs detected in the GeV range by *Fermi*, GRB 080916C. The results are shown in Fig. 5. Using our numerical model, a synthetic GRB is generated, which reproduces the main observational features: the total radiated isotropic gamma-ray energy ($E_{\text{iso}} = 8.8 \times 10^{54}$ erg between 10 keV and 10 GeV), the spectral properties (E_p , α , β parameters of the Band function⁵), the envelop of the light curve and a short time-scale variability of 0.5 s in the observer frame. The study is focused on the most constraining time bin, bin ‘b’, during which the highest observed photon energy was $E_{\text{HE,max}} = 3$ GeV (16 GeV in the source rest frame): for this reason, only time bins ‘a’ and ‘b’ are reproduced in the synthetic GRB. These two intervals correspond to 32 per cent of the total radiated energy. The ejection by the central engine lasts for $t_w = 1.8$ s, the injected kinetic power is taken constant and equals $\dot{E}_{\text{kin}}(t) = 8 \times 10^{55}$ erg s⁻¹ (isotropic equivalent value) and the assumed initial distribution of the Lorentz factor $\Gamma(t)$ is plotted in the top left-hand panel of Fig. 5. This initial distribution leads to the formation of two shock waves. The first shock wave, propagating forwards, is short-lived as it reaches rapidly the front edge of the outflow. The second shock wave, propagating backwards, is the main source of radiation. Due to the initial shape of $\Gamma(t)$, the physical conditions in the shocked region vary during the propagation, leading to two main pulses in the light curve, with additional variability on shorter time-scales (see Fig. 5, top right-hand panel). Despite its apparent complexity, this case remains relatively simple as there is only one propagating radiating front in the outflow. We find that the $\gamma\gamma$ opacity seen by high-energy photons is dominated by a local contribution, i.e. by the interaction with

seed photons emitted almost at the same radius as the high-energy photon. Typically, we find that the opacity $\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}; \Theta_e = 0)$ of a high-energy photon emitted on-axis at radius R_e is built over a distance $\ell \simeq (0.1 \rightarrow 1)R_e$. In addition, in this simple case, the geometry makes impossible head-on collisions: the interaction angle is necessary in the range $0 \leq \Psi \lesssim 1/\Gamma$, resulting in a seed radiation field which is highly anisotropic. Therefore, the situation considered to model time bins ‘a’ and ‘b’ in GRB 080916C is not very far from the simplest case of a spherical flash, and, as discussed below, the approximate formulae derived in Section 2.2.2 remain relevant even in this more complex case.

The minimum mean Lorentz factor $\bar{\Gamma}_{\text{min}}$ is obtained by requiring that $\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE,max}}) \lesssim 1$ (see Fig. 5, lower panel). With the detailed calculation, we find a minimum mean Lorentz factor $\bar{\Gamma}_{\text{min}} = 340$, i.e. a factor of 2.6 lower than the value $\bar{\Gamma}_{\text{min}} = 887$, which was obtained from an approximate single-zone isotropic model (Abdo et al. 2009b). Even more remarkable is that the whole initial distribution of the Lorentz factor used in this model of GRB 080916C (from 170 to 700) remains below the ‘minimum’ value of the Lorentz factor derived from single-zone models (see Fig. 5, upper left-hand panel).

Compared to GRB 080916C, the case of GRB 090926A (Ackermann et al. 2011) is more complex: the time-integrated high-energy spectrum shows a cut-off at about 1.4 GeV. If this cut-off is interpreted as due to $\gamma\gamma$ annihilation, it allows a direct measurement of the Lorentz factor instead of a minimum value. It is, however, difficult to confirm this interpretation from the spectral shape of the cut-off and other physical explanations are possible (see Section 3.4). Another source of complexity is due to the presence of an additional component at high energy, which is not necessarily produced in the same region as the soft gamma-ray component (see the discussion in Section 4). Nevertheless, interpreting the cut-off as a signature of $\gamma\gamma$ annihilation, Ackermann et al. (2011) obtain a Lorentz factor of $\Gamma \approx 720 \pm 76$ with the single-zone model, and a value $\Gamma \approx 220$ (i.e. a factor of ~ 3 lower) with a more realistic approach based on the formalism developed by Granot et al. (2008) (see Sections 2.4 and 3.3.2). Using the approximate formula given in equation (54) below, which has been calibrated on the numerical results presented in this paper (see Section 3.7.3), we obtain a very similar value ($\Gamma \approx 250$).

If the compactness argument imposes a minimum Lorentz factor for the outflow, we note, on the other hand, that – if the prompt emission has an internal origin – there is also an upper limit on the Lorentz factor, imposed by the condition that the internal dissipation should occur before the deceleration by the external medium becomes significant, i.e. at radii lower than the deceleration radius:

$$R_{\text{dec}} = \left(\frac{3-s}{4\pi} \frac{E_{\text{kin}}}{\bar{\Gamma}^2 A c^2} \right)^{1/(3-s)}, \quad (41)$$

where $\bar{\Gamma}$ is the mean Lorentz factor and E_{kin} the total kinetic energy of the outflow, and A and s parametrize the density profile of the external medium which follows

$$\rho_{\text{ext}} = \frac{A}{R^s}. \quad (42)$$

As R_{dec} decreases as $\bar{\Gamma}^{-2/(3-s)}$, this condition may become severe for high values of $\bar{\Gamma}_{\text{min}}$. This is especially true for the internal shock model, where the typical dissipation radius *increases* with the Lorentz factor as $\bar{\Gamma}^2$. In the case of the synthetic burst used to model bins ‘a’ and ‘b’ of GRB 080916C, a typical efficiency of 5 per cent for the internal shock phase leads to a total kinetic energy of the outflow $E_{\text{kin}} \simeq 1.4 \times 10^{56}$ erg. Therefore, for a wind-like (respectively uniform) medium with $A = 5 \times 10^{11}$ g cm⁻¹ and

⁵ 1.5×10^{53} erg s⁻¹. In addition, the microphysics parameters are fixed to have an observed time-integrated peak energy $E_{p,0} = 1$ MeV/(1+z) and the low- and high-energy slopes are fixed to the typical values $\alpha = -1$ and $\beta = -2.2$ (Preece et al. 2000) in these five figures.

⁶ We use the values given by Abdo et al. (2009b) for time bin ‘b’.

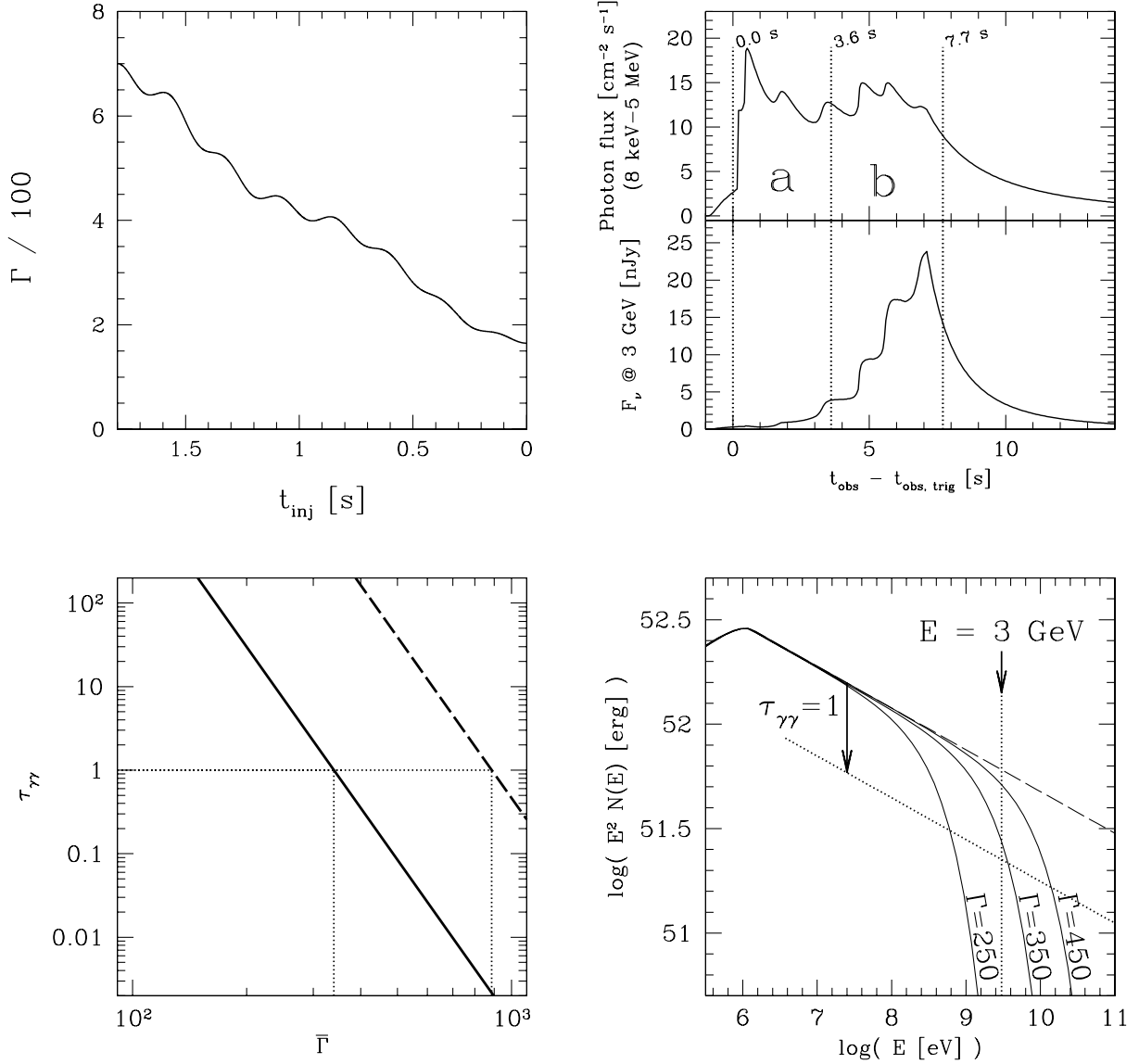


Figure 5. Minimum Lorentz factor for GRB 080916C. The first two panels are plotted for the critical case leading to $\tau_{\gamma\gamma}(3 \text{ GeV}) = 1$ in time bin ‘b’, i.e. for a mean Lorentz factor $\bar{\Gamma} = \bar{\Gamma}_{\min} = 340$. Upper left-hand panel: initial Lorentz factor distribution in the outflow. Upper right-hand panel: gamma-ray light curves in the GBM band (8 keV–5 MeV, top) and at 3 GeV (bottom). The light curves are plotted as a function of $t_{\text{obs}} - t_{\text{obs, trig}}$, where $t_{\text{obs, trig}}$ is the observer time of the first detected photons. Lower left-hand panel: evolution of $\tau_{\gamma\gamma}$ at $E_{\text{HE}} = 3 \text{ GeV}$ against the mean Lorentz factor in the outflow $\bar{\Gamma}$, following our detailed modelling (solid line) and using the single-zone isotropic model from Abdo et al. (2009b) (dashed line). Lower right-hand panel: time-integrated spectrum over time bin ‘b’ for different mean Lorentz factors (the relative shape of the initial Lorentz factor distribution is kept the same) and reference spectrum without $\gamma\gamma$ annihilation (dashed line).

$s = 2$ (respectively $A = 10^3 m_p \text{ cm}^{-3}$ and $s = 0$), the deceleration radius equals $R_{\text{dec}} = 1.9 \times 10^{17} (\bar{\Gamma}/100)^{-2} \text{ cm}$ [respectively $R_{\text{dec}} = 5.6 \times 10^{16} (\bar{\Gamma}/100)^{-2/3} \text{ cm}$]. On the other hand, internal shocks are found in the simulation to occur over a radial range $R_{\text{IS}} \simeq (8.7 \times 10^{13} \rightarrow 6.1 \times 10^{14}) (\bar{\Gamma}/100)^2 \text{ cm}$. Then the condition $R_{\text{IS}} < R_{\text{dec}}$ imposes $\bar{\Gamma} \lesssim 420$ in the wind-like medium (respectively $\bar{\Gamma} \lesssim 540$ in the uniform medium). Assuming dense external media such as expected around a massive star, previous estimates of $\bar{\Gamma}_{\min} = 887$ were not consistent with this constraint, whereas the more accurate estimate of $\bar{\Gamma}_{\min} = 340$ obtained in the present study fulfils the condition for both types of external medium.

3.3.2 Minimum Lorentz factor: detailed modelling versus simple estimates

The difference in the estimate of $\bar{\Gamma}_{\min}$ from single-zone isotropic models and the detailed approach presented here has two origins: as shown in Section 2.2.2, the normalization obtained with single-zone isotropic models is larger than the normalization obtained by considering the interaction of a high-energy photon with the anisotropic field created by a single flash, leading to a ratio in the estimate of the minimum Lorentz factor equal to $(K_0^{\text{A09}}/K_0)^{1/2(1-\beta)} \simeq 1.5$ (Abdo et al. 2009b) [respectively $(K_0^{\text{LS01}}/K_0)^{1/2(1-\beta)} \simeq 1.3 \rightarrow 1.5$; Lithwick & Sari 2001] for $\beta = -2 \rightarrow -3$. However, the difference

534 *R. Hascoët et al.*

illustrated by the example of GRB 080916C is much larger, due to the fact that the dynamics of the outflow is properly taken into account in the detailed approach presented here. Such effects are important (see e.g. the dependency on R_e in equation 25).

Note that a precise comparison between single-zone models and our detailed approach is difficult, as the value of the Lorentz factor is not unique in our case. Indeed, the variations of Γ are at the origin of the prompt emission, as we use the internal shock framework. In the example of GRB 080916C, the value $\Gamma_{\min} = 340$ is the mean value for a distribution varying from $\Gamma_{\inf} = 170$ to $\Gamma_{\sup} = 700$. In the approximate formula for $\tau_{\gamma\gamma}$ obtained in Section 2.2.2, the dependency $\tau_{\gamma\gamma} \propto \Gamma_0^{-2(1-\beta)}$ can be seen as the product of Γ_0^{-4} , coming from the dependency of $\tau_{\gamma\gamma}$ on the emission radius, and $\Gamma_0^{2(1+\beta)}$ (i.e. $\Gamma_0^{-2.4}$ for $\beta = -2.2$), coming from the dependency of $\tau_{\gamma\gamma}$ on the photon field. In the internal shock model, the radius is mainly fixed by the minimum Lorentz factor Γ_{\inf} within the outflow. Indeed, in a two-shell collision with a ratio $\kappa = \Gamma_{\sup}/\Gamma_{\inf}$ between the Lorentz factors and a variability time-scale Δt_{var} , the internal shock radius depends only on Γ_{\inf} for efficient collisions. It equals $R \simeq 2\Gamma_{\inf}^2 c \Delta t_{\text{var}}$ with a precision better than 10 per cent for $\kappa \gtrsim 3.2$. On the other hand, the Lorentz factor relevant for the radiation field should be the Lorentz factor in the shocked regions, which is not too different from the mean Lorentz factor $\bar{\Gamma}$ in the outflow. This leads to

$$\tau_{\gamma\gamma} \propto \Gamma_{\inf}^{-4} \bar{\Gamma}^{2(1+\beta)}. \quad (43)$$

All the examples presented in this paper agree well with this scaling law. We find that a good approximate formula for the $\gamma\gamma$ opacity can be deduced from the comparison of equation (25) and the detailed numerical calculation presented in this paper and is given by

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}) \simeq K'_0 \frac{A_0 \sigma_T \mathcal{E}_{\text{rad}}}{4\pi (c \Delta t_{\text{var}})^2 E_{p,0}} \left[\frac{(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}} E_{p,0}} \right]^{1+\beta} \Gamma_{\inf}^{-4} \bar{\Gamma}^{2(1+\beta)}, \quad (44)$$

with $K'_0 = C_1 K_0 = C_1 [2^{1+2\beta} \mathcal{I}(\beta)]$. The numerical constant $C_1 \simeq 4 \times 10^{-2}$ has been obtained from the comparison of equation (44) with the result of the full numerical calculation in a series of runs based on the synthetic single-pulse GRB shown in Fig. 4. In this example, we have $\Gamma_{\inf} = 100$, $\bar{\Gamma} = 290$, $E_{p,0} = 1$ MeV, $\beta = -2.2$, $\Delta t_{\text{var}} \simeq 0.4$ s and the radiated energy above $E_{p,0}$ is 1.3×10^{53} erg, i.e. $\mathcal{E}_{\text{rad}} = 5.2 \times 10^{52}$ erg after a correction by a factor of 0.4 s/1 s to estimate \mathcal{E}_{rad} over Δt_{var} . Then, each of these parameters has been varied in different series of runs, to allow for the calibration of C_1 . As seen in Fig. 4, it is not relevant to compare the approximate value of the opacity given by equation (44) with the result of the time-dependent calculation, where the opacity varies by several orders of magnitude during the evolution of the pulse. Therefore, the comparison is based on the time-integrated spectrum over the full duration of the burst. A ‘time-averaged’ opacity is computed from the ratio of the unabsorbed over the absorbed spectrum, and then compared to equation (44). As the single-zone model predicts an exponential cut-off at high energy, whereas the detailed calculation shows a more complex shape (see Section 3.4), the comparison can be done only in the relevant energy range, i.e. in the region where the opacity is close to unity. At higher energy, the $\gamma\gamma$ opacity is overestimated by the single-zone model. At lower energy, we find that the discrepancy on the $\gamma\gamma$ opacity is less than a factor of 2, which would lead to a factor of $2^{1/2(1-\beta)}$ for the minimum Lorentz factor, i.e. about 10 per cent. In the series of runs which were used to calibrate C_1 , we have varied the mean Lorentz factor $\bar{\Gamma}$ from 100 to 1000, the ratio $\kappa = \Gamma_{\sup}/\Gamma_{\inf}$ from 2 to 8, the kinetic power \dot{E}_{kin} from 10^{50} to 10^{56} erg s $^{-1}$, the duration t_w from 0.1 to 10 s, and the

peak energy $E_{p,0}$ from 100 keV to 10 MeV and we have found that – after calibration – the discrepancy for the $\gamma\gamma$ opacity remains less than a factor of 2, except for low κ where it can increase to a factor of 10. This is because the simple scaling law between the internal shock radius and the Lorentz factor Γ_{\inf} is not valid anymore for $\kappa \lesssim 3$. We have checked a posteriori that the discrepancy for the opacity is less than a factor of 2 for all the cases presented in this paper.

To compare to the estimates by Abdo et al. (2009a) (respectively Lithwick & Sari 2001) where the details of the distribution of the Lorentz factor are unknown, we use equation (44) with $\Gamma_{\inf} = \bar{\Gamma}$. This leads to a minimum Lorentz factor Γ_{\min} which is reduced by a factor of $(K_0^{A09}/K_0')^{1/2(1-\beta)} \simeq 2.4$ [respectively $(K_0^{LS01}/K_0')^{1/2(1-\beta)} \simeq 2.2$] for $\beta = -2.3$. This is in reasonable agreement with the pre-*Fermi* study presented by Granot et al. (2008). In this earlier work, a semi-analytical calculation of $\tau_{\gamma\gamma}$ using a simple prescription for the propagation of the shock wave responsible for the pulse (constant Lorentz factor) but taking into account the exact radiation field led to a normalization in the equivalent of equation (44) given by (see equation 126 in Granot et al. 2008)

$$K_0^{G08} \simeq \frac{1.86 \times 10^{-4}}{c_2} \left(\frac{-\beta}{2} \right)^{-5/3}, \quad (45)$$

where $c_2 \simeq 1$. For $\beta = -2.3$, this leads to a reduction factor $(K_0^{A09}/K_0^{G08})^{1/2(1-\beta)} \simeq 2.6$ for the estimate of the minimum Lorentz factor.

3.4 Shape of the $\gamma\gamma$ attenuated time-integrated spectrum

As pointed out by Granot et al. (2008), due to the temporal evolution of $\tau_{\gamma\gamma}$, the opacity cut-off in a time-integrated spectrum will be smoother than a sharp exponential decay: the cut-off transition will be close to a power-law steepening. The detailed model presented here is appropriate to characterize from an observer point of view this time evolution effect. The smoother $\tau_{\gamma\gamma}$ transition is due to the fact that the time-integrated spectrum is a superposition of instant spectra which can have different $\gamma\gamma$ cut-off photon energies. This time evolution takes place within a given gamma-ray pulse, and can be even stronger in a complex burst where the light curve is made up of many pulses (Aoi et al. 2010). In addition, in the latter case, cross-interactions between different pulses can become important and strongly influence the time evolution of the opacity: such cross-interactions are fully taken into account for the first time by our approach.

To illustrate this effect, two examples of synthetic GRBs are shown in Fig. 6. In the case of the ‘monopulse’ GRB, the $\gamma\gamma$ opacity seen by high-energy photons evolves smoothly, with a regular decay (except at the very beginning when the interacting photon field progressively builds up; see also Granot et al. 2008): as a result, even for time intervals corresponding to a notable fraction of the burst duration, the $\gamma\gamma$ cut-off in the time-integrated spectrum remains close to an exponential cut-off. In the case of the ‘complex’ multiple-pulse GRB, the $\gamma\gamma$ opacity shows much stronger variations, due to the intrinsic variability of the outflow, and consequently, the $\gamma\gamma$ cut-off is much closer to a power-law steepening.

To our knowledge, GRB 090926A is the best case where a cut-off in the spectrum at high energy has been clearly identified at about 1.4 GeV (Ackermann et al. 2011). However, the shape of this cut-off is weakly constrained due to the poor photon statistics at high energy. As a result, it is difficult to further discuss if this break is

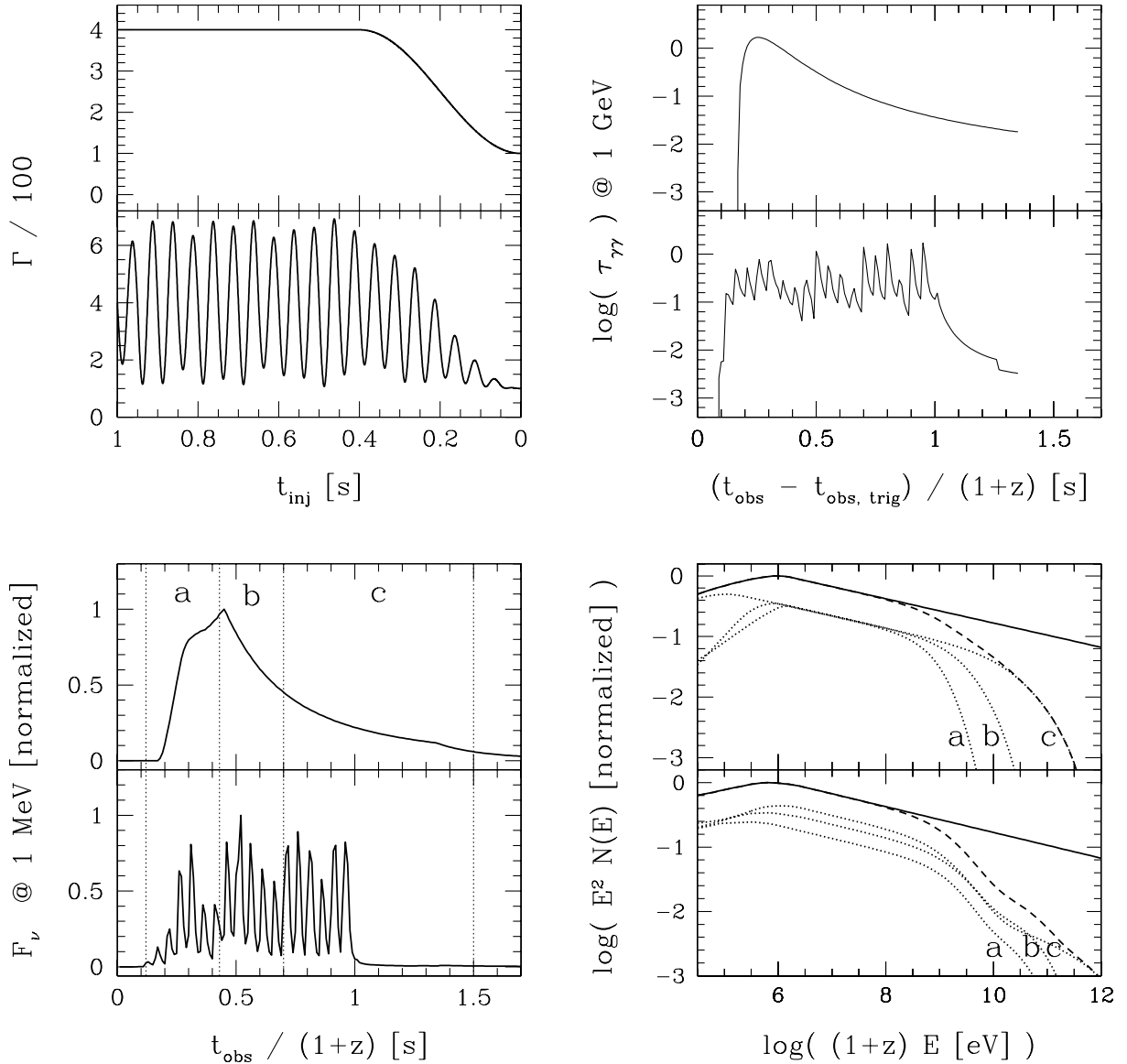


Figure 6. Temporal and spectral evolution of the $\gamma\gamma$ opacity – example of two synthetic GRBs. The upper part of the four figures illustrates the case of a monopulse GRB with no additional temporal substructures, whereas the bottom part shows the case of a complex multiple-pulse GRB. The Lorentz factor during the ejection rises monotonously from 100 to 400 in the first case, leading to a collision between the slow and the fast parts of the outflow, and from 100 to 700 in the second case with the addition of variability on a shorter time-scales. The kinetic power of the outflow is assumed to be constant, with $\dot{E}_{\text{kin}} = 10^{54} \text{ erg s}^{-1}$ in the first case and $5 \times 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$ in the second case (so that the radiated energy $2 \times 10^{52} \text{ erg}$ is the same in both cases). Upper left-hand panel: initial Lorentz factor distribution of the outflow as a function of the injection time t_{inj} . Upper right-hand panel: the evolution of the approximate opacity $\bar{\tau}_{\gamma\gamma}$, as defined in Section 3.2, seen by 1 GeV photons (source frame) as a function of the observer time $t_{\text{obs}} - t_{\text{obs, trig}}$. The curve is plotted only as long as the on-axis emission is active. Lower left-hand panel: the gamma-ray light curve at 1 MeV (source frame) as a function of the observer time $t_{\text{obs}} - t_{\text{obs, trig}}$, where $t_{\text{obs, trig}}$ is the observer time of the first detected photons in the complex GRB case. Three integration time bins for the simulated spectra (see lower right-hand panel) are delimited by vertical dotted lines and labelled ‘a’, ‘b’ and ‘c’. Lower right-hand panel: time-integrated spectra corresponding to time bins ‘a’, ‘b’ and ‘c’ (dotted line) and ‘a+b+c’ (dashed line). In the latter case, the time-integrated spectrum without $\gamma\gamma$ absorption is plotted in solid line.

due to the $\gamma\gamma$ annihilation or some other spectral effect. For example, in a leptonic scenario, the main Band spectral component could be produced by synchrotron emission, whereas a second subdominant component at higher energy could be due to inverse-Compton scatterings in Klein–Nishina regime (see e.g. Bošnjak, Daigne & Dubus 2009). In this scenario, it is difficult to distinguish the cut-off due to $\gamma\gamma$ annihilation from the expected cut-off of the inverse-Compton component at high energy, without a good characterization of the

spectral shape above 1 GeV. Even in the absence of clear spectral signatures of a cut-off for most *Fermi* GRBs, an evidence for an attenuation at high energy in a large fraction of *Fermi* bursts is given by the comparison of the LAT detection rate and the theoretical rate obtained by extrapolating the GRB spectrum measured by the GBM (Beniamini et al. 2011). Unfortunately, this method does not allow any comparison of the spectral shape of the cut-off with theoretical predictions.

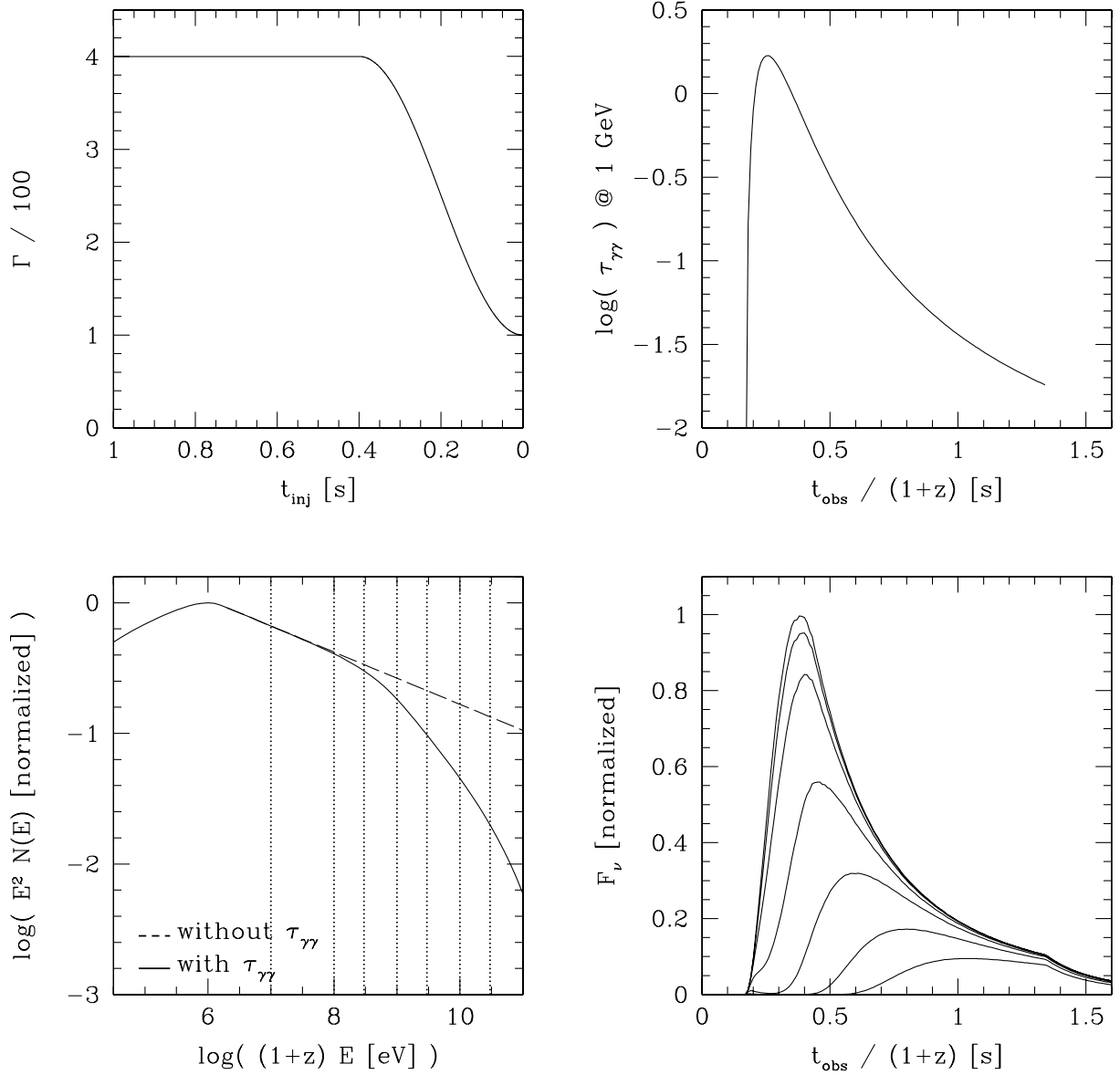
536 *R. Hascoët et al.*

Figure 7. Delayed onset produced by the $\gamma\gamma$ opacity. We consider a single-pulse burst generated by internal shocks in a relativistic outflow. Upper left-hand panel: initial Lorentz factor distribution of the outflow as a function of the injection time t_{inj} . The kinetic power is constant and equals $10^{55} \text{ erg s}^{-1}$. Upper right-hand panel: the approximate opacity $\bar{\tau}_{\gamma\gamma}$, as defined in Section 3.2, seen by 1 GeV photons (source frame) is plotted as a function of the observer time t_{obs} . Lower right-hand panel: high-energy light curves calculated for $E_{\text{HE}} = 10, 100, 300 \text{ MeV}, 1, 3, 10, 30 \text{ GeV}$ (source frame). The delayed onset begins to show up above 1 GeV, which would correspond to 300 MeV for a GRB at $z = 2$ (such as GRB 090926A) or 200 MeV for a GRB at $z = 4$ (such as GRB 080916C). Lower left-hand panel: time-integrated spectrum over the whole duration of the burst. The unabsorbed spectrum is plotted in dashed line. The vertical dotted lines mark the photon energies at which light curves are calculated.

3.5 Is the delayed onset of the GeV emission a signature of the $\gamma\gamma$ opacity?

3.5.1 Effect on the high-energy light curve of a time-evolving $\gamma\gamma$ opacity

The high-energy emission (above 100 MeV) detected by *Fermi* in a few bright GRBs often shows a delayed onset compared to the softer gamma-ray emission (below 5 MeV). The analysis by Zhang et al. (2011) indicates that such a delayed onset is present in at least seven in a sample of 17 GRBs detected by *Fermi*-LAT. This feature seems to be common to long and short GRBs and its origin

is debated (Granot et al. 2010). Among the proposed explanations (see e.g. Toma, Wu & Mészáros 2009; Zou, Fan & Piran 2009; Li 2010), the possibility that this delayed onset is induced by a $\gamma\gamma$ opacity temporal evolution effect has already been discussed by Abdo et al. (2009b): as the shock wave producing the gamma-ray emission expands to larger radii, the opacity seen by the high-energy photons evolves from an optically thick to an optically thin regime. The model developed in the present study is well appropriate for investigating this possibility in more details. Fig. 7 illustrates a simple example of a synthetic burst displaying a delay between the high-energy and soft gamma-ray light curves due to $\gamma\gamma$ annihilation.

The initial Lorentz factor distribution of the relativistic outflow is simple, with the formation of two shocks when the slow part of the ejecta catches up with the fast part: an internal ‘forward’ shock sweeping the slow part and an internal ‘reverse’ shock sweeping the fast part. The internal ‘forward’ shock quickly disappears and contributes to the observed gamma-ray emission only at early times [$t_{\text{obs}}/(1+z) < 0.21$ s]. On the other hand, the internal ‘reverse’ shock has a longer duration: it forms at $R = 8 \times 10^{13}$ cm and propagates until $R = 3 \times 10^{15}$ cm, leading to most of the prompt gamma-ray emission. During the propagation of the shock, two effects contribute to a reduction of the $\gamma\gamma$ opacity for high-energy photons detected at later times: both the radius and the Lorentz factor of the shocked material are increasing.

This example shows that the temporal evolution of the $\gamma\gamma$ opacity can actually induce a significant delay between the high energy and the soft gamma-ray emission. The synthetic burst used in Fig. 5 to model bins ‘a’ and ‘b’ of GRB 080916C gives another example of a delayed onset at 3 GeV induced by an evolving $\gamma\gamma$ opacity. The first pulse is produced at lower radii and in lower Lorentz factor material and is therefore strongly absorbed. For this reason, it is almost suppressed in the 3 GeV light curve, whereas the second pulse is well visible.

3.5.2 Characteristics of the $\gamma\gamma$ -induced delay

Consistency with the spectral analysis. Testing this theoretical idea for the observed delay remains difficult as the precise specifications of the high-energy gamma-ray spectrum in *Fermi*-LAT GRBs are not fully understood. In some cases, the observed time-integrated spectra are consistent with a unique Band function component over the GBM and LAT energy ranges (e.g. GRB 080916C, Abdo et al. 2009b), but in some other cases they show an additional component at high energy (e.g. GRB 090510, Ackermann et al. 2010; GRB 090902B, Abdo et al. 2009a; GRB 090926A, Ackermann et al. 2011). It is then unclear whether the observed evolution of the high-energy slope β , such as the steepening from time bin ‘a’ to time bin ‘b’ in GRB 080916C, is real or related to the evolution of an additional high-energy weak component. In the former case, this spectral evolution could also contribute to the observed delay. Note that even if β is intrinsically constant, the time evolution of the $\gamma\gamma$ opacity discussed here to explain the delayed onset of the GeV emission would also affect the measured value of the high-energy slope, due to the power-law steepening of the spectrum (see Section 3.4). Clearly, despite a very significant improvement compared to previous instruments, *Fermi*-LAT cannot yet provide a detailed picture of the high-energy part of the spectrum where several effects are expected to superimpose: shape of the high-energy tail of the main component, location and shape of the additional weak high-energy component, location and shape of the $\gamma\gamma$ attenuation.

Predicted duration of the delay. An interesting prediction of the $\gamma\gamma$ -induced delayed onset of the *Fermi*-LAT emission is that the delay should increase when observing at higher energy, since the transparency regime is reached at larger radii (and so at larger observer times) for photons of higher energies. However, the paucity of photons above 1 GeV does not allow us to strongly constrain this potential behaviour.

In a simplified picture, one could also expect that the delay could not be larger than the duration of the gamma-ray pulse. Within the internal shock model, this would be true if each gamma-ray pulse was due to a distinct shock wave. This is not necessarily the case as the observed light curves often show many superimposed pulses,

which suggests that another, more complex, situation is possible, where a single propagating shock wave is responsible for both the envelope of the light curve and the superimposed short duration pulses, due to modulations in the kinetic power and/or the Lorentz factor of the outflow. For instance, the synthetic GRB shown in Fig. 5 to model bins ‘a’ and ‘b’ of GRB 080916C exhibits two main pulses with a superimposed short time-scale variability and is nevertheless due to a single shock wave with variations in the shocked region due to the modulation in the Lorentz factor (see top left-hand panel of Fig. 5). The delayed onset in the GeV light curve induced by the evolving $\gamma\gamma$ opacity is of the order of $\simeq 5$ s, i.e. much larger than the typical duration of short duration pulses in this burst ($\simeq 0.5$ s). Such a delay is in good agreement with *Fermi*-LAT observations.

A high-energy precursor? It has been argued by Granot et al. (2008) and Abdo et al. (2009b) that a high-energy emission should also be detected at the very beginning of the burst while the photon field inducing the $\gamma\gamma$ opacity is still building up. However, this early transparency phase is very short (of the order of $\Delta t_{\text{obs}} \simeq 100$ ms for the synthetic burst presented here) and occurs when the gamma-ray emission is still at the beginning of its rise. As seen in the bottom right-hand panel of Fig. 7, the high-energy precursor is visible at 1 GeV (source frame) but remains extremely weak. The relative amplitude of the precursor and the main pulse increases at higher energy but the flux becomes very low. It is then unlikely that such a high-energy precursor can be detected by current instruments.

3.6 Temporal smoothing at high energy

Within the internal shock model, another expected signature of the $\gamma\gamma$ annihilation process is the smoothing of the short time-scale variability in the high-energy light curves. Indeed, in complex bursts where the gamma-ray emission is made up of several shock waves, the opacity at a given frequency will be larger for photons emitted at smaller radii where the smallest time-scales of the observed light curves are produced. This effect is illustrated in Fig. 8 where we have simulated a complex multipulses GRB, using a highly variable distribution of the initial Lorentz factor in the outflow. The variability has been produced on different time-scales from 100 ms to 4 s, with a total duration of the ejection of 30 s. Light curves are plotted at three energies: 10 MeV, 300 MeV and 3 GeV (source frame). The attenuation due to $\gamma\gamma$ annihilation becomes strong above a cut-off energy which evolves strongly during the burst. In particular, short pulses tend to have a lower cut-off energy, because they are produced at smaller radii. The cut-off, however, remains always above 10 MeV, so that the first light curve is unattenuated and shows all the variability initially introduced in the Lorentz factor distribution. At higher energies, the light curves show less and less variability, the suppression affecting mainly the short duration pulses. It has been proposed that the study of the variability in the GeV light curve could be used to test whether GeV photons observed by *Fermi*-LAT have an internal origin or are produced by the external shock as proposed by Kumar & Barniol Duran (2010) and Ghisellini et al. (2010). In practice, the temporal smoothing effect described here could make such a test difficult.

3.7 Other sources of opacities in the outflow

Thomson scatterings by leptons in the outflow are an additional source of opacity to take into account in GRBs. Both primary electrons injected in the outflow by the central source with baryons

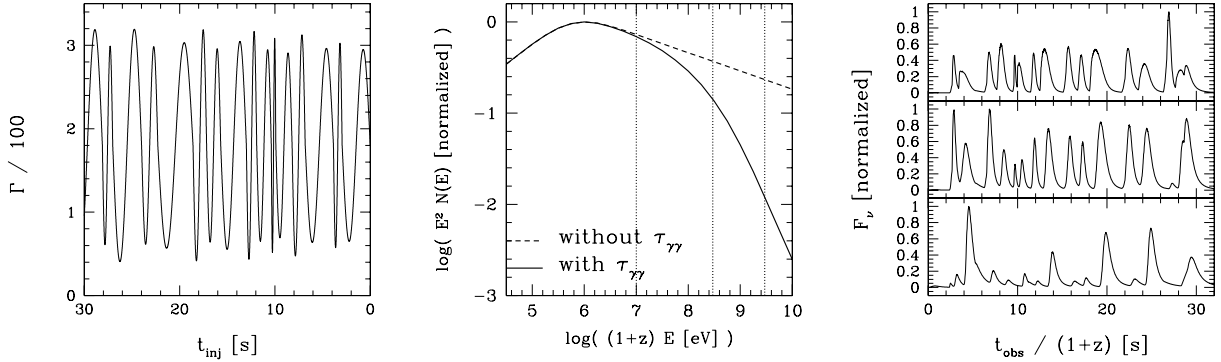
538 *R. Hascoët et al.*

Figure 8. Temporal smoothing effect of the $\gamma\gamma$ opacity at high energy. A complex multipulse burst has been generated by assuming an outflow ejected for 30 s with a constant kinetic power $2 \times 10^{54} \text{ erg s}^{-1}$ and an initial Lorentz factor varying between 50 and 350 with modulations on time-scales varying from 100 ms to 4 s. Left: initial distribution of the Lorentz factor in the outflow. Centre: time-integrated spectrum. The unabsorbed spectrum is plotted in dashed line. The three vertical dotted lines indicate the energies corresponding to the three light curves in the next panel. Right: light curves at 10 MeV (top), 300 MeV (middle) and 3 GeV (bottom) (source frame). Note the attenuation of the short duration pulses in the 3 GeV light curve.

and secondary electron–positron pairs produced by $\gamma\gamma$ annihilation should be considered (see e.g. Lithwick & Sari 2001).

3.7.1 Thomson opacity from primary electrons

The Thomson opacity τ_e due to the primary electrons can be computed in a variable outflow following the procedure described in Daigne & Mochkovitch (2002) to estimate the photospheric emission expected in the internal shock model. Fig. 9 presents the result of such a calculation for a synthetic GRB very close to the example used in Fig. 7, except for a slightly higher Lorentz factor (mean value of 360 instead of 290 chosen to have well-separated contributions to the opacity in Fig. 9). The $\gamma\gamma$ opacity at 1 GeV (source frame) is plotted as a function of the observer time and follows the evolution which has already been described earlier. The Thomson opacity due to primary electrons continuously decreases as a function of the observer time, due to the dilution associated with the radial expansion of the radiating shocked region. As expected, if we exclude the very beginning of the internal shock phase, most of the internal shock propagation occurs well above the photosphere of the outflow ($\tau_e \ll 1$). Note that this calculation is not as detailed as the calculation of the $\gamma\gamma$ opacity presented here, as we limit it to on-axis photons (for a detailed discussion of the off-axis photosphere, see e.g. Pe'er 2008). Another source of uncertainty is the initial number Y_e of electrons per nucleons in the outflow. It has, however, a limited impact, at most a factor of 2 in τ_e . Everywhere in this paper, we adopt $Y_e = 0.5$.

3.7.2 Thomson opacity from pair-produced e^\pm

The detailed calculation of the opacity τ_\pm due to secondary pairs of leptons produced by $\gamma\gamma$ annihilation is beyond the scope of this paper. We estimate τ_\pm with several simplifying assumptions. First, we assume that the Thomson regime is valid⁶ which is reasonable since even if the pairs e^\pm could be highly energetic right after their production, they will radiate rapidly their energy. In practice, pairs will be mainly produced by the annihilation of photons at energy E_{cut} defined by $\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{cut}}) \simeq 1$, with seed photons interacting with a

typical interaction angle $\Psi \simeq 1/\Gamma$ at the threshold of pair production, i.e. at energy

$$\tilde{E}_{\text{cut}} = \frac{(2\Gamma m_e c^2)^2}{E_{\text{cut}}}. \quad (46)$$

The two pair-produced leptons in this case have an energy (lab frame)

$$\Gamma \gamma_\pm m_e c^2 \simeq \frac{1}{2} (E_{\text{cut}} + \tilde{E}_{\text{cut}}). \quad (47)$$

For $E_{\text{cut}} \simeq 300 \text{ MeV}$ to 1 GeV, and $\Gamma \simeq 300$, this leads to low values of the Lorentz factor of the leptons, $\gamma_\pm \simeq 2\text{--}4$. The scattering of typical gamma-ray photons at energy $E_{p,0}$ (source frame) by these leptons will occur in the Thomson regime if the photon energy in the proper frame of the lepton is small compared to the rest mass energy of the lepton, i.e. if

$$w_\pm = \frac{\gamma_\pm E_{p,0}}{\Gamma m_e c^2} \ll 1. \quad (48)$$

This condition is clearly fulfilled for the typical values of γ_\pm estimated above. Secondly, it is assumed that pairs are produced at the location where the photons eventually annihilating were emitted. This approximation is excellent for simple GRBs where $\gamma\gamma$ cross-interactions between different shock waves are limited, since in such simple cases most of the high-energy photons annihilate very close to their emission location with seed photons produced by the same shock wave. In more complex situations, this approximation is less justified.

The value of τ_\pm is plotted as a function of the observer time in Fig. 9. As expected, it decreases with time, due to both the decrease of the $\gamma\gamma$ opacity leading to a decrease of the pair production, and dilution due to the radial expansion.

Note that we do not include in this study the contribution to radiation of secondary leptons, such as pairs produced by $\gamma\gamma$ annihilation, or additional pairs produced by cascades if the first generation of pairs produce new high-energy photons that can annihilate (the cascade process would stop when the secondary photons have too low energies to produce new pairs). As the fraction of the radiated energy in annihilating photons is low in all examples presented here (the $\gamma\gamma$ cut-off being at high energy), the neglected contribution remains weak.

⁶ If the Klein–Nishina corrections were not negligible, the interaction cross-section would be smaller, reducing τ_\pm .

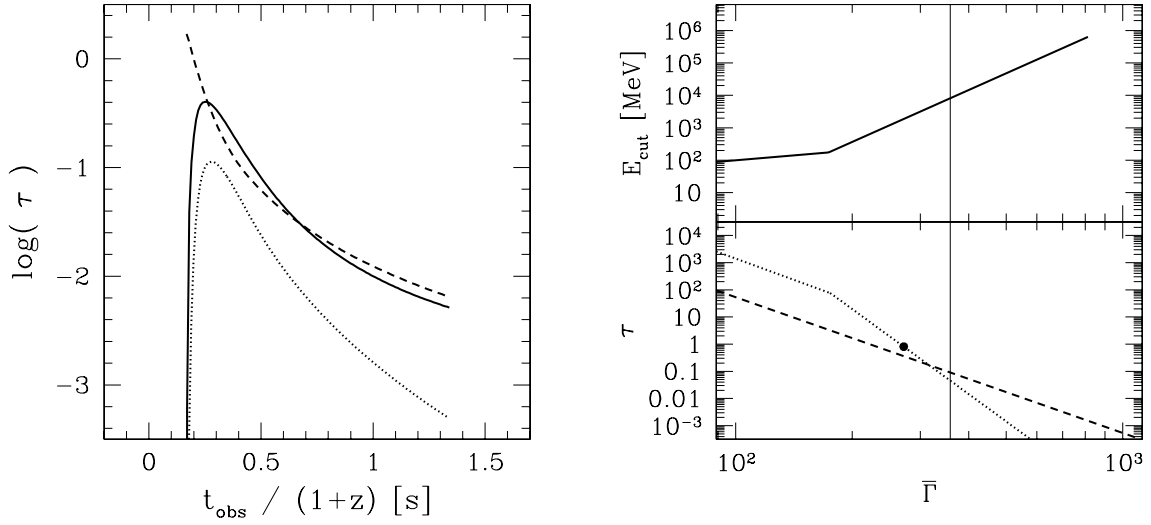


Figure 9. Comparison between the $\gamma\gamma$ and the Thomson opacities. We consider a single-pulse burst generated by an outflow with a distribution of Lorentz factor from 125 to 500 with a similar shape as in Fig. 7, a total duration of 1 s and a kinetic power of $\dot{E}_{\text{kin}} = 10^{55} \text{ erg s}^{-1}$. Left-hand panel: opacities seen by photons emitted on the line of sight as a function of the observer time t_{obs} : $\gamma\gamma$ opacity $\tau_{\gamma\gamma}$ seen by 1 GeV photons (source frame) in solid line; Thomson opacity τ_e due to the primary electrons in dashed line; Thomson opacity τ_{\pm} due to pair-produced e^{\pm} in dotted line. These three opacities are plotted only as long as the on-axis emission is active. Right-hand panel: the cut-off energy due to $\gamma\gamma$ (source frame, top) and the Thomson opacity due to primary electrons (dashed line, bottom) and secondary leptons (dotted line, bottom) are plotted as a function of the mean Lorentz factor $\bar{\Gamma}$, keeping the same relative shape for the initial distribution of the Lorentz factor in the outflow. The evolutions of E_{cut} and τ_{\pm} show a break at $\bar{\Gamma} \simeq 170$ when $E_{\text{cut}} = E_{\text{self}}$ (see equation 50). In addition, the evolution of E_{cut} is interrupted at $\bar{\Gamma} \simeq 810$ when $E_{\text{cut}} = E_{p,0}$. The location of the case shown in the left-hand panel with $\bar{\Gamma} = 360$ is indicated with a vertical thin solid line. The minimum value of the Lorentz factor for the outflow to remain optically thin for the Thomson opacity (here dominated by the contribution of secondary leptons) is indicated with a big dot and corresponds to $\bar{\Gamma} = 270$.

3.7.3 What is the dominant opacity?

In the example shown in Fig. 9, all opacities ($\gamma\gamma$ opacity at 1 GeV and Thomson opacities due to primary electrons and pair-produced leptons) are decreasing with time. For most of the burst, especially at the maximum of the light curve at $t_{\text{obs}} \simeq 0.4$ s (see Fig. 7), the dominant opacity is the $\gamma\gamma$ opacity at 1 GeV, which means that, assuming that a GeV photons is detected in this burst, the most constraining limit on the minimum Lorentz factor in the outflow will be provided by the $\gamma\gamma$ opacity limit discussed earlier. However, the dependency of these three opacities with the Lorentz factor of the outflow is not the same. Then, depending on the maximum energy of detected photons, the limit could be provided by any of the three constraints, as discussed in Lithwick & Sari (2001).

In the right-hand panel of Fig. 9, we have plotted the value of the Thomson opacity due to primary electrons and secondary leptons and the cut-off energy due to the $\gamma\gamma$ opacity as a function of the mean Lorentz factor in the outflow (other parameters are kept constant: see the caption). We find that these values are in good agreement with the following approximate formulae.

(i) *Opacity due to $\gamma\gamma$ annihilation* (equation 44).

(ii) *Thomson opacity due to primary electrons.* From Daigne & Mochkovitch (2002), this opacity is approximatively given by

$$\tau_e \simeq C_2 \frac{Y_e \sigma_T \mathcal{E}_{\text{rad}}}{8\pi m_p c^4 \Delta t_{\text{var}}^2 f_{\gamma}} \Gamma_{\text{inf}}^{-2} \bar{\Gamma}^{-3}, \quad (49)$$

where $C_2 \simeq 0.2$ is a correction factor obtained by comparing the approximate formula and the numerical calculation, and f_{γ} is the efficiency of the prompt emission phase, so that the kinetic energy of the flow is given by $\mathcal{E}_{\text{rad}}/f_{\gamma}$. For the example used in Fig. 9, this efficiency equals $f_{\gamma} \simeq 0.02$.

(iii) *Thomson opacity due to pair-produced leptons.* This opacity can be estimated in a similar way as in Lithwick & Sari (2001),

taking into account the correction factors for the $\gamma\gamma$ opacity: we define $E_{\text{self}} = 2\bar{\Gamma}m_e c^2$ as the energy (source frame) of photons that self-annihilate with an interaction angle $\Psi = 1/\bar{\Gamma}$. Then the Thomson opacity due to pairs is approximatively given by

$$\tau_{\pm} \simeq C_3 \times \begin{cases} -\frac{K'_0}{1+\beta} (\tau_* \Gamma_{\text{inf}}^{-3} \bar{\Gamma}^{\beta})^2 & \text{if } E_{\text{cut}} > E_{\text{self}} \\ -\frac{2^{1+\beta}}{1+\beta} \tau_* \Gamma_{\text{inf}}^{-2} \bar{\Gamma}^{\beta-1} & \text{if } E_{\text{cut}} < E_{\text{self}} \end{cases}, \quad (50)$$

with

$$\tau_* = \frac{A_0 \sigma_T \mathcal{E}_{\text{rad}}}{4\pi (c \Delta t_{\text{var}})^2 E_{p,0}} \left(\frac{m_e c^2}{E_{p,0}} \right)^{1+\beta}, \quad (51)$$

and where $C_3 \simeq 3$ is a correction factor introduced from the comparison with the detailed calculation. The cut-off energy due to $\gamma\gamma$ annihilation can be estimated from equation (44):

$$E_{\text{cut}} \simeq m_e c^2 (K'_0 \tau_*)^{1/(1+\beta)} \Gamma_{\text{inf}}^{-4/(1+\beta)} \bar{\Gamma}^2. \quad (52)$$

The condition $E_{\text{cut}} > E_{\text{self}}$ is equivalent to

$$\frac{K'_0}{2^{1+\beta}} \tau_* \Gamma_{\text{inf}}^{-4} \bar{\Gamma}^{1+\beta} < 1. \quad (53)$$

The approximate formulae for $\tau_{\gamma\gamma}$ and τ_{\pm} assume a power-law spectrum, as in Section 2.2.2. Therefore, these equations are valid if $E_{p,0}$ is understood as the energy above which the power law with slope β is observed, \mathcal{E}_{rad} is the radiated energy above $E_{p,0}$ over a time-scale Δt_{var} and E_{cut} and E_{self} are above $E_{p,0}$. For a comparison with *Fermi* observations, \mathcal{E}_{rad} can be estimated from the measured photon fluence above $E_{p,0}$ (see equation 26). The variability time-scale can be estimated from the observed variability time-scale in the GBM light curve. In addition, corrections due to the redshift z of the source should also be taken into account.

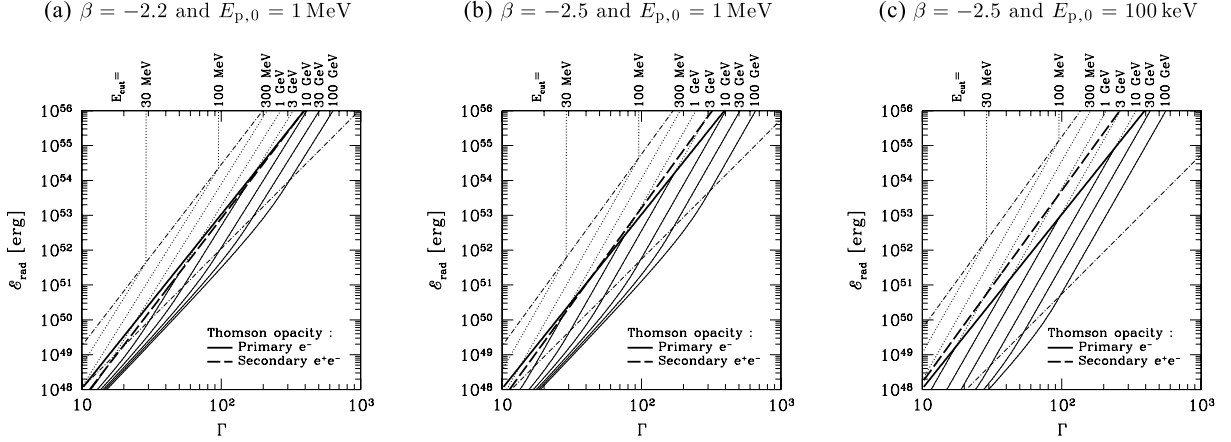
540 *R. Hascoët et al.*

Figure 10. Opacity constraints on the minimum Lorentz factor in GRB outflows. The limits for the outflow to be optically thin for the Thomson opacity due to primary electrons (solid thick line) and secondary leptons (dashed thick line) are plotted in the radiated energy–Lorentz factor plane, using equations (55) and (56) with $\Delta t_{\text{var}} = 1$ s and $f_\gamma = 0.02$. Note that \mathcal{E}_{rad} in the y-axis is the total radiated energy on a time-scale Δt_{var} . When necessary, the radiated energy above $E_{p,0}$ is deduced from \mathcal{E}_{rad} , α and β . Lines of constant cut-off energy due to $\gamma\gamma$ annihilation are also plotted in thin line for different values of E_{cut} using equation (54): the dotted part of the line corresponds to the region where the outflow is optically thick for the Thomson opacity. Two dot-dashed lines indicate the limits where $E_{\text{cut}} = E_{\text{self}}$ and $\tilde{E}_{\text{cut}} = E_{p,0}$. For $\tilde{E}_{\text{cut}} < E_{p,0}$, the lines have been extended using a low-energy slope $\alpha = -1.1$. For $E_{\text{cut}} > E_{\text{self}}$, we consider that the cut-off saturates at $E_{\text{self}} = 2\Gamma m_e c^2$. The three panels correspond to three different sets of values of β and $E_{p,0}$.

We have checked that all simulations presented in this paper (including the model of GRB 080916C in Fig. 5) correspond to situations where the GRB outflow during the emission is optically thin for Thomson scatterings by primary electrons or pair-produced leptons. However, from the scaling laws listed above, it appears that the limit on the minimum Lorentz factor in the outflow could be constrained by any of the three opacities, depending on the highest energy photon detected in a given burst (Lithwick & Sari 2001). With our corrected estimates of the three opacities, we obtain the following limits, assuming $\Gamma \simeq \Gamma_{\text{inf}} \simeq \bar{\Gamma}$ to allow a comparison with previous single-zone studies.

(i) *Opacity due to $\gamma\gamma$ annihilation.* From equation (44), if the highest energy photon has an energy E_{max} (source frame), the minimum Lorentz factor is given by

$$\Gamma_{\text{min},\gamma\gamma} \simeq \left[C_1 K_0 \frac{A_0 \sigma_T \mathcal{E}_{\text{rad}}}{4\pi (c \Delta t_{\text{var}})^2 E_{p,0}} \right]^{1/2(1-\beta)} \left[\frac{(m_e c^2)^2}{E_{\text{max}} E_{p,0}} \right]^{(1+\beta)/2(1-\beta)} \quad (54)$$

If the cut-off energy E_{cut} is identified, the previous equation can be used with E_{cut} instead of E_{max} to estimate the Lorentz factor.

(ii) *Thomson opacity due to primary electrons.* From equation (49), the minimum Lorentz factor for transparency is given by

$$\Gamma_{\text{min},e} \simeq \left[C_2 \frac{Y_e \sigma_T \mathcal{E}_{\text{rad}}}{8\pi m_p c^2 (c \Delta t_{\text{var}})^2 f_\gamma} \right]^{1/5} \quad (55)$$

(iii) *Thomson opacity due to pair-produced leptons.* From equation (50), the minimum Lorentz factor for transparency is given by

$$\Gamma_{\text{min},\pm} \simeq \begin{cases} \left(C_3 C_1 \frac{-K_0}{1+\beta} \right)^{1/2(3-\beta)} \tau_*^{1/(3-\beta)} & \text{if } \frac{C_1}{C_3} K_0 < -\frac{2^{2+2\beta}}{1+\beta} \\ \left(C_3 \frac{-2^{1+\beta}}{1+\beta} \right)^{1/(3-\beta)} \tau_*^{1/(3-\beta)} & \text{if } \frac{C_1}{C_3} K_0 > -\frac{2^{2+2\beta}}{1+\beta} \end{cases} \quad (56)$$

We have plotted in Fig. 10 the three constraints in a Lorentz factor–radiated energy plane, based on equations (54)–(56). In panel

(a), for $\beta = -2.2$ and $E_{p,0} = 1$ MeV (source frame), the minimum value of the Lorentz factor is determined by the $\gamma\gamma$ opacity as long as the cut-off energy is above $\simeq 1$ –3 GeV (the precise limit depends on the radiated energy \mathcal{E}_{rad}). For a reasonable range in the radiated energy, $\mathcal{E}_{\text{rad}} = 10^{49} \rightarrow 10^{55}$ erg, and for cut-off energies below 100 GeV, this leads to minimum Lorentz factors from 21 to 440. If the cut-off energy due to $\gamma\gamma$ annihilation is below 1 GeV, then the minimum Lorentz factor is determined by the Thomson opacity due to leptons. In the present case, it is dominated by the opacity from pair-produced leptons. This limit goes from $\Gamma = 18$ for $\mathcal{E}_{\text{rad}} = 10^{49}$ erg to 250 for $\mathcal{E}_{\text{rad}} = 10^{55}$ erg. Note that the cut-off energies listed here are measured in the source frame. In the observer frame, the limit at 1–3 GeV is located in the low-energy part of the LAT spectral range (100 MeV–1 GeV) for usual GRB redshifts. In panel (b), we study the impact of the high-energy spectral slope β by using $\beta = -2.5$ and $E_{p,0} = 1$ MeV (source frame). The main effect is to increase the region where the $\gamma\gamma$ opacity is dominant: for a cut-off energy above 1 GeV for large \mathcal{E}_{rad} and above 300 MeV for lower \mathcal{E}_{rad} . For lower cut-off energies, the Thomson opacity is now dominated by secondary leptons at low \mathcal{E}_{rad} and by primary electrons at high \mathcal{E}_{rad} . The corresponding minimum Lorentz factor is not very different from the previous case. In panel (c), we study the influence of the peak energy by using $\beta = -2.5$ and $E_{p,0} = 100$ keV. The main effect is that the Thomson opacity is now always dominated by the contribution of primary electrons. We have also studied the effect of a change in the variability time-scale: it mainly moves the limits towards higher Lorentz factors when the variability time-scale decreases.

3.7.4 $\gamma\gamma$ opacity due to the interaction with the circumburst medium

Another mechanism which could be a cause of $\gamma\gamma$ annihilation in GRBs are scatterings of gamma-ray photons by electrons in the circumburst medium (Thompson & Madau 2000). This process has been investigated in details by Beloborodov (2002). After their emission in the jet, gamma-ray photons will progressively overtake

the relativistic outflow due to a difference $\sim c/2\Gamma^2$ in velocity, and sweep the ambient medium which has not been shocked yet. Under appropriate conditions, this can lead to an efficient pre-acceleration of the circumburst medium, as photons deposit energy and momentum via Compton scatterings. The small fraction of scattered photons tends to be isotropized by the scatterings, which results in efficient $\gamma\gamma$ annihilation with unscattered photons (due to the possibility of head-on interactions), and therefore to the pair-enrichment of the circumburst medium. Both Compton scatterings and $\gamma\gamma$ annihilations are strongly reduced when the radius increases (dilution) and when the motion of the medium becomes relativistic (beaming). The dynamics of the deceleration (which is delayed) and the emission of the shocked external medium (which is lepton rich) are modified by this mechanism: first, the relativistic outflow is expanding in an empty cavity, as the circumburst medium is moving faster; then, the external shock forms but is weaker due to the relativistic motion of the pre-accelerated material; at larger distances, there is no pre-acceleration any more but the circumburst medium remains pair-enriched; finally, the standard deceleration is recovered.

Such a mechanism may affect the prompt high-energy spectrum of the GRB, due to the $\gamma\gamma$ annihilations between scattered and unscattered gamma-ray photons. As shown by Beloborodov (2002), when effective, these annihilations lead to a break at 5–50 MeV in the prompt GRB spectrum. For a typical high-density wind-like medium, the annihilations rate is large enough to produce a break if the prompt GRB photons enter the ambient medium at a radius R_{esc} lower than a characteristic radius $R_{\gamma\gamma,\text{ext}}$ given by (see equation 70 of Beloborodov 2002)

$$R_{\gamma\gamma,\text{ext}} \simeq (6 \times 10^{14} \rightarrow 10^{15}) \times \left(\frac{E_{\text{rad},53}}{\mu_e} \right)^{3/(6-2\beta)} \left(\frac{A}{A_*} \right)^{-2\beta/(6-2\beta)} \text{ cm}, \quad (57)$$

where $E_{\text{rad},53}$ is the radiated prompt gamma-ray energy of the GRB in unit of 10^{53} erg, μ_e is the mean particle mass per electron in the ambient medium ($\mu_e = 1$ for ionized hydrogen), A is the normalization of the wind density profile (see equation 42) and $A_* = 5 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-1}$ is the value of A expected for a typical Wolf–Rayet star wind.

We note that the escape radius R_{esc} of the prompt photons is usually larger than their emission radius R_e , except for photons radiated at the very front of the jet. Typically, $R_{\text{esc}} \simeq R_e + 2\Gamma^2 \Delta_e$, where Δ_e is the width of the outflow located in front of the emission region. Taking into account this effect, we compute the escape radius of all emitted photons in the synthetic burst used to model GRB 080916C in Fig. 5. We obtain a minimum value of $R_{\text{esc}} \simeq 10^{15}$ cm. For $\beta = -2.2$, $E_{\text{rad},53} = 88$ (as in GRB 080916C) and $\mu_e = 1$, we get $R_{\gamma\gamma,\text{ext}} \simeq (2.2 \rightarrow 3.6) \times 10^{15} (A/A_*)^{0.423}$ cm. Therefore, the condition $R_{\text{esc}} \gtrsim R_{\gamma\gamma,\text{ext}}$ to avoid a break in the prompt spectrum is fulfilled as long as $A/A_* \lesssim 0.2 \rightarrow 0.05$.

4 CONSEQUENCES OF DISTINCT EMISSION REGIONS FOR MeV AND GeV PHOTONS

4.1 Are GeV and MeV photons produced in the same region?

It has been proposed in several recent studies that the delayed onset and/or the long-lasting tail of the high-energy emission could be an evidence of two different regions for the emission of MeV and GeV photons. An extreme version is the scenario proposed by Kumar & Barniol Duran (2010) and Ghisellini et al. (2010) where the whole GeV emission (prompt and long lasting) is produced by

the external shock during the early deceleration of the relativistic outflow. Note that this scenario leads to strong constraints on the density and magnetization of the external medium (Piran & Nakar 2010) and that the observed temporal slope of the long-lasting high-energy emission would imply a strongly pair-enriched medium as discussed in Section 3.7.4 (Ghisellini et al. 2010).

Even in scenarios where the prompt GeV emission has an internal origin, a partially distinct emission region could be due to a spectral evolution of the prompt mechanism. For instance, in the framework of internal shocks, the evolution of the physical conditions in the shocked region during the propagation of a shock wave leads to an evolving efficiency of the inverse-Compton scatterings, depending on the importance of Klein–Nishina corrections. This naturally leads to a variable high-energy component following with a delay the main (Band) component in the MeV range (Bošnjak, Daigne & Dubus 2009; Wang et al. 2009; Daigne, Bošnjak & Dubus 2011). Successive generations of collisions in a variable outflow can also lead naturally to different emission regions (Li 2010). An evolution in the microphysics of the acceleration process could also be responsible for some spectral evolution in scenarios where there is a dominant hadronic component at high energy (see e.g. Asano, Guiriec & Mészáros 2009). Finally, two emission regions are naturally expected in photospheric models, as it is often assumed that the main (Band) component has a photospheric origin and that internal shocks or magnetic dissipation occurring at larger distance produce an additional component at high energy (see e.g. Toma, Wu & Mészáros 2011; Vurm, Beloborodov & Poutanen 2011).

4.2 Loosening the constraint on Γ_{min}

As discussed in Zhao, Li & Bai (2011), Zou, Fan & Piran (2011) and Racusin et al. (2011), the possibility for the GeV photons to be produced in a different region than the MeV photons can loosen the constraint on the minimum Lorentz factor in GRB outflows. To investigate this effect, we consider the same synthetic GRB as used in Section 3.3 to model time bins ‘a’ and ‘b’ of GRB 080916C. We focus on the onset of the GeV component, which occurs at $t_{\text{obs,onset}} = t_{\text{obs,trig}} + 0.67(1+z)$ s, where $t_{\text{obs,trig}}$ corresponds to the observer time of the first MeV photons. The MeV photons observed at $t_{\text{obs,onset}}$ are emitted at radius R_{MeV} and it is assumed that the emerging GeV photons observed at the same time were emitted by material moving with Lorentz factor Γ_{GeV} (velocity $\beta_{\text{GeV}}c$) at radius R_{GeV} and time t_{GeV} (source frame) with $t_{\text{GeV}} - R_{\text{GeV}}/c = t_{\text{obs,onset}}/(1+z)$. The flash of GeV photons emitted at R_{GeV} is assumed to have a power-law spectrum with photon slope $\beta = -2.2$. We define a latitude-averaged $\gamma\gamma$ opacity for GeV photons of energy E_{GeV} by

$$e^{-\bar{\tau}_{\gamma\gamma}(E_{\text{GeV}})} = \frac{\int e^{-\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{GeV}}, \Theta_e)} \mathcal{D}(\Theta_e)^{1-\beta} \sin \Theta_e d\Theta_e}{\int \mathcal{D}(\Theta_e)^{1-\beta} \sin \Theta_e d\Theta_e}, \quad (58)$$

where $\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{GeV}}, \Theta_e)$ is the opacity seen by photons emitted at colatitude Θ_e and $\mathcal{D}(\Theta_e) = [\Gamma_{\text{GeV}}(1 - \beta_{\text{GeV}} \cos \Theta_e)]^{-1}$ is the corresponding Doppler factor. The contribution of each colatitude to the mean value is weighted by the corresponding fluence, leading to the $1 - \beta$ exponent.

We plot in Fig. 11 the evolution of the latitude-averaged $\gamma\gamma$ opacity $\bar{\tau}_{\gamma\gamma}$ at 16 GeV (source frame) as a function of R_{GeV} for $R_{\text{GeV}} > R_{\text{MeV}}$ and for different values of the Lorentz factor Γ_{GeV} . When GeV and MeV photons are emitted at the same location, we find that $\bar{\tau}_{\gamma\gamma} \lesssim 1$ for $\Gamma_{\text{GeV}} \gtrsim \Gamma_{\text{GeV,min,same zone}} \simeq 340$, i.e. the same limit as in Section 3.3. When R_{GeV} increases, the opacity $\bar{\tau}_{\gamma\gamma}$ decreases as expected, which loosens the constraint on the minimum

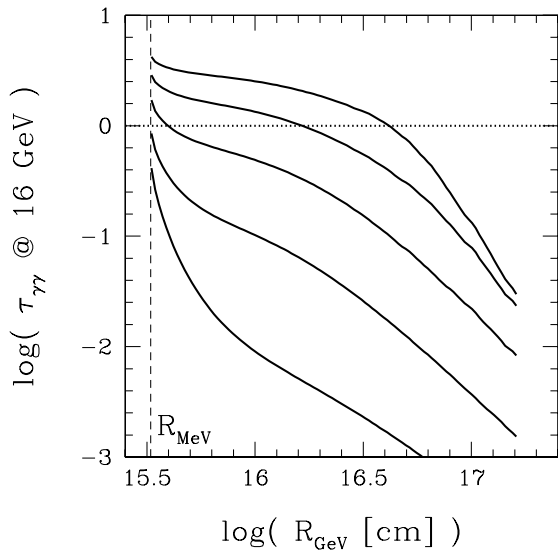
542 *R. Hascoët et al.*

Figure 11. Two emitting region scenario. The opacity $\tau_{\gamma\gamma}$ seen by 16 GeV photons (source frame) observed at $t_{\text{obs,onset}} - t_{\text{obs,trig}} \simeq 0.67(1+z)$ s (see text) is plotted as a function of their emission radius R_{GeV} for different values of the Lorentz factor $\Gamma_{\text{GeV}} = 50, 100, 200, 400$ and 800 from top to bottom.

Table 1. Consequences of distinct emission regions for MeV and GeV photons: the minimum Lorentz factor for the GeV region is given, in unit of the value obtained for a unique region, as a function of the radius, in unit of the radius of the MeV region.

$R_{\text{GeV}}/R_{\text{MeV}}$	1	1.2	5.1	13
$\Gamma_{\text{min,GeV}}/\Gamma_{\text{min,GeV,same zone}}$	1	0.59	0.29	0.15

Lorentz factor $\Gamma_{\text{min,GeV}}$ of the material emitting GeV photons (see Table 1).

This follows approximatively the dependency on R_e/R_0 found in Section 2.2.2, i.e. $\tau_{\gamma\gamma} \propto (R_e/R_0)^{2(\beta-1)}$ when $R_e \gg R_0$, leading to $\Gamma_{\text{min,GeV}} \propto (R_e/R_0)^{-1}$. As shown in Section 3.3, the detailed modelling of the $\gamma\gamma$ opacity in a scenario where GeV and MeV photons are emitted in the same regions leads to a reduction of the minimum Lorentz factor by a factor of $\simeq 2-3$ compared to single-zone models. The calculation presented here shows in addition that the minimum Lorentz factor can be reduced further more by another factor of $\simeq 2-8$ for Γ_{GeV} if GeV emission becomes efficient at a radius larger than for MeV photons. Assuming that the radiated energy at R_{GeV} is not larger than the radiated energy at R_{MeV} , we have checked that the outflow remains optically thin for the Thomson opacity due to primary electrons and secondary leptons at R_{GeV} in the case shown in Fig. 11.

Note that the loosening of the constraint on the minimum Lorentz factor does not apply to models where GeV photons are entirely due to the external shock. Indeed, the small value of $t_{\text{obs,onset}}$ implies an early deceleration. As the isotropic equivalent energy of GRB 080916C is huge, this leads to a minimum Lorentz factor of $\bar{\Gamma} > 10^3$ in the outflow, which is more constraining than the $\gamma\gamma$ opacity limit.

The discussion of the effect of a distinct GeV emission region presented here is quite simplified and some limitations should be kept in mind. If an additional GeV component could be firmly identified in GRB 080916C, the maximum energy $E_{\text{MeV,max}}$ of photons associated with the main component should be taken into account

to derive a new constraint Γ_{min} on the Lorentz factor of the outflow during the MeV emission phase. We have assumed here $\bar{\Gamma} = 340$ as derived in Section 3.3 using $E_{\text{MeV,max}} = 16$ GeV (source frame) but Γ_{min} will be reduced by a factor of $(E_{\text{MeV,max}}/16 \text{ GeV})^{(\beta+1)/2(\beta-1)}$ if $E_{\text{MeV,max}}$ is lower. There is one further complication: the component produced at R_{GeV} extends probably in the soft gamma-ray range, as suggested by the observation of a soft excess correlated with the high-energy component in some GRBs such as GRB 090926 (Ackermann et al. 2011), GRB 090926 (Abdo et al. 2009a) and GRB 090510 (Ackermann et al. 2010). It has been assumed here that the annihilation rate of GeV photons with the seed photons produced at R_{GeV} is negligible compared to the annihilation rate with MeV photons produced earlier. This is, however, not necessarily the case depending on the relative intensity of the two components. Clearly, a detailed modelling of the emitted spectrum is necessary to investigate such effects. This is beyond the scope of this paper and we leave to a forthcoming study the coupling of the formalism presented here to compute the $\gamma\gamma$ opacity with a detailed radiative model such as developed by Bošnjak et al. (2009).

5 CONCLUSIONS

Photon–photon annihilation is an important process in GRBs. It has been known for a long time that it provides one of the main constraints on GRB models, i.e. the minimum Lorentz factor in the jet. In most GRBs, this leads to $\Gamma_{\text{min}} \simeq 10^2$ (Lithwick & Sari 2001). The detection of GeV photons in a few GRBs by *Fermi*-LAT has led to much stronger limits, of the order of $\Gamma_{\text{min}} \simeq 10^3$ (Abdo et al. 2009b). However, these estimates are based on highly simplified single-zone formulae, which assume an isotropic radiation field in the coming frame of the outflow. We present here a detailed calculation of the $\gamma\gamma$ opacity in GRB outflows taking into account the exact time-dependent anisotropic photon field produced by multiple relativistically geometrically thin emitting regions. This calculation can be implemented numerically, for any model prescription of the prompt emission mechanism, as long as the emitting regions can be considered as expanding thin spherical shells. We present results obtained in the framework of the internal shock model, where the emitting regions are shock waves propagating within the outflow. Our calculation has been validated by a comparison with the previous semi-analytical study made by Granot et al. (2008). We have also estimated the opacity due to Thomson scatterings by ambient electrons in the outflow, to pairs created by $\gamma\gamma$ annihilation and to $\gamma\gamma$ annihilation with prompt photons backscattered by the external medium. For all the examples presented in the paper, the $\gamma\gamma$ opacity is the dominant term (see Section 3.7). We have obtained the following results.

(i) *Spectral shape of the $\gamma\gamma$ cut-off.* As described by Granot et al. (2008), due to a time evolution of the $\gamma\gamma$ opacity, the spectral shape of the $\gamma\gamma$ cut-off in time-integrated spectra is not expected to be exponential, but rather power-law-like. We illustrate this effect in a synthetic burst in Section 3.4. This spectral shape makes more difficult the identification of the cut-off in *Fermi*-LAT spectra. The main candidate is GRB 090926A (Ackermann et al. 2011), where the number of photons detected above the cut-off at $\simeq 1.4$ GeV is too low to allow for a precise characterization of the spectral shape. Nevertheless, in most *Fermi*-LAT GRBs, there is no evidence for an observed cut-off, which puts interesting constraints on the outflow.

(ii) *Minimum Lorentz factor in GRB outflows.* When taking into account the exact photon field, the $\gamma\gamma$ opacity for GeV photons is reduced compared to single-zone isotropic estimates, leading

to minimum Lorentz factors which are a factor of $\simeq 2\text{--}3$ lower. As an illustration, we present in Section 3.3 a synthetic burst that reproduces well the observed features of time bins ‘a’ and ‘b’ of GRB 080916C with a mean Lorentz factor of $\simeq 340$. This minimum Lorentz factor is obtained assuming that there is only one component in the emitted spectrum, responsible for both the MeV and the GeV photons. This is not necessarily the case as several *Fermi*-LAT bursts show evidence of an additional high-energy component. We show in Section 4.2 that the minimum Lorentz factor can be reduced by another factor of 2–8 if the GeV photons are emitted at larger radius than the main component. This study clearly illustrates the need for a detailed modelling to constrain the Lorentz factor in GRB outflows. When it is not possible, a reasonably accurate estimate of Γ_{\min} can be obtained from the following formula:

$$\Gamma_{\min} \simeq \frac{[C_1 2^{1+2\beta} \mathcal{I}(\beta)]^{1/2(1-\beta)}}{\left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{R_{\text{GeV}}}{R_{\text{MeV}}}\right) \left(\frac{R_{\text{GeV}}}{R_{\text{MeV}}}\right)\right]^{1/2}} (1+z)^{-(1+\beta)/(1-\beta)} \times \left\{ \sigma_T \left[\frac{D_L(z)}{c \Delta t_{\text{var}}} \right]^2 E_c F(E_c) \right\}^{1/2(1-\beta)} \left[\frac{E_{\text{max}} E_c}{(m_e c^2)^2} \right]^{(\beta+1)/2(\beta-1)}, \quad (59)$$

where $C_1 \simeq 4 \times 10^{-2}$, z and $D_L(z)$ are the redshift and the luminosity distance of the source, Δt_{var} is the observed variability time-scale, $R_{\text{GeV}}/R_{\text{MeV}}$ is the ratio of the radii where the GeV and MeV components are emitted, and where the high-energy spectrum (over a duration $\sim \Delta t_{\text{var}}$) is assumed to follow a power law with photon index β above an observed characteristic energy E_c : $\bar{F}(E) = \bar{F}(E_c)(E/E_c)^\beta$ (photon $\text{cm}^{-2} \text{keV}^{-1}$). Energy E_{max} is the observed energy of the most energetic detected photons. The integral $\mathcal{I}(\beta)$ is defined by equation (22) in Section 2.2. As usual, the spectrum is measured over a time interval Δt_{spec} which is larger than the variability time-scale Δt_{var} , the normalization $F(E_c)$ entering in equation (59) (fluence at energy E_c in photon $\text{cm}^{-2} \text{keV}^{-1}$) must be corrected by a factor $F(E_c) = \bar{F}(E_c) \times (\Delta t_{\text{var}}/\Delta t_{\text{spec}})$. This equation can be directly applied to *Fermi*-LAT observations and generalizes the usual formula given by Abdo et al. (2009b) by introducing two corrections: (1) a more accurate normalization taking into account the anisotropy of the radiation field and including a numerical factor C_1 obtained from the comparison with numerical simulations in Section 3.3 and (2) the possibility to take into account two different emitting regions for MeV and GeV photons. The standard limit is obtained with $R_{\text{GeV}}/R_{\text{MeV}} = 1$ (same region): then the denominator in equation (59) equals 1. The radius R_{MeV} is estimated from the variability time-scale by $R_{\text{MeV}} \simeq \Gamma^2 c \Delta t_{\text{var}}/(1+z)$, which is valid for most models of the prompt emission. The radius R_{GeV} is difficult to constrain without a detailed model of the high-energy emission mechanism. If GeV photons have an internal origin, an upper limit for R_{GeV} is given by the deceleration radius. In the future, a measurement of the variability time-scale in the GeV light curve could provide a better estimate of this radius.

(iii) *Delayed onset of the GeV emission.* Due to the variable nature of the GRB phenomenon, the $\gamma\gamma$ opacity is expected to be strongly time dependent. This can lead naturally to a delayed onset of the high-energy component, if it is initially highly absorbed. For instance, in internal shocks, the emission radius increases during the propagation of a given shock wave, which favours such an evolution. We show several examples of synthetic bursts where a delayed onset of the GeV component is observed. In the case of internal shocks, the delay before the onset is comparable with the observed duration associated with the propagation of the shock wave that produces the seed photons for $\gamma\gamma$ annihilation. This duration

has to be distinguished from the shortest time-scale of variability. In the synthetic burst which models time bins ‘a’ and ‘b’ of GRB 080916C, we obtain a GeV onset delayed by $\simeq 5$ s, comparable with the observed value, while reproducing variability on shorter time-scales ($\simeq 0.5$ s) in the MeV light curve. A time-evolving $\gamma\gamma$ opacity appears as a good candidate to explain the observed delayed onset of the GeV emission. Note that this effect is obtained here assuming a single component in the emitted spectrum. More complex spectral evolution, such as a varying inverse-Compton component (Bošnjak et al. 2009), may be an additional source of delay.

(iv) *Smoothing the variability in the GeV light curve.* In highly variable outflows, the short time-scale variability in the GRB light curve is expected to be associated with emission regions at low radius. Therefore, the associated high-energy emission may be highly absorbed by $\gamma\gamma$ annihilation due to a denser photon field. This predicts a smoothing of the light curve in the GeV range. We illustrate this effect in the framework of the internal shock model in Section 3.6. For this reason, the variability of the GeV light curve is an indicator to use carefully if one wants to distinguish between an internal and an external origin for the GeV emission.

Our results loosen the constraints on models of GRB central engines as Lorentz factors of 10^3 do not seem to be required, even in the most extreme bursts observed by *Fermi*-LAT. In addition, they solve another contradiction. For Lorentz factors of 10^3 , the deceleration by the external medium occurs very early. Then, it becomes difficult to interpret *Fermi*-LAT GRBs such as GRB 080916C if the prompt emission is radiated well above the photosphere (see also Zhang & Pe’er 2009). On the other hand, the early steep decay observed in X-ray afterglows by *Swift*-X-Ray Telescope is a strong evidence that the prompt emission phase ends at a large radius (Lazzati & Begelman 2006; Lyutikov 2006; Kumar et al. 2007; Genet & Granot 2009). With lower limits on the Lorentz factor as obtained in the present paper, bright *Fermi*-LAT GRBs such as GRB 080916C are consistent with models, including internal shocks, where the prompt emission is produced between the photospheric and the deceleration radii.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors thank J. Granot for useful discussions on $\gamma\gamma$ opacity in GRBs, and F. Piron, V. Pelassa and S. Guiriec for stimulating discussions on *Fermi* observations. This work is partially supported by the French Space Agency (CNES). RH’s PhD work is funded by a Foundation CFM-JP Aguilar grant.

REFERENCES

- Abdo A. A. et al., 2009a, *ApJ*, 706, L138
- Abdo A. A. et al., 2009b, *Sci*, 323, 1688
- Ackermann M. et al., 2010, *ApJ*, 716, 1178
- Ackermann M. et al., 2011, *ApJ*, 729, 114
- Aoi J., Murase K., Takahashi K., Ioka K., Nagataki S., 2010, *ApJ*, 722, 440
- Asano K., Guiriec S., Mészáros P., 2009, *ApJ*, 705, L191
- Baring M. G., Harding A. K., 1997, *ApJ*, 491, 663
- Beloborodov A. M., 2002, *ApJ*, 565, 808
- Beniamini P., Guetta D., Nakar E., Piran T., 2011, *MNRAS*, 416, 3089
- Bošnjak Ž., Daigne F., Dubus G., 2009, *A&A*, 498, 677
- Daigne F., Mochkovitch R., 1998, *MNRAS*, 296, 275
- Daigne F., Mochkovitch R., 2000, *A&A*, 358, 1157
- Daigne F., Mochkovitch R., 2002, *MNRAS*, 336, 1271
- Daigne F., Mochkovitch R., 2003, *MNRAS*, 342, 587
- Daigne F., Bošnjak Ž., Dubus G., 2011, *A&A*, 526, 110
- Genet F., Granot J., 2009, *MNRAS*, 399, 1328

544 *R. Hascoët et al.*

- Ghisellini G., Ghirlanda G., Nava L., Celotti A., 2010, MNRAS, 403, 926
 Granot J., Cohen-Tanugi J., do Couto e Silva E., 2008, ApJ, 677, 92
 Granot J. on behalf of the *Fermi* LAT and GBM collaborations, 2010, in Chincarini G., d'Avanzo P., Margutti R., Salvaterra R., eds, Proc. The Shocking Universe - Gamma-Ray Bursts and High Energy Shock phenomena, 102. Italian Physical Society, p. 177
 Gupta N., Zhang B., 2008, MNRAS, 384, L11
 Kobayashi S., Piran T., Sari R., 1997, ApJ, 490, 92
 Kumar P., Barniol Duran R., 2010, MNRAS, 409, 226
 Kumar P. et al., 2007, MNRAS, 376, L57
 Lazzati D., Begelman M. C., 2006, ApJ, 641, 972
 Li Z., 2010, ApJ, 709, 525
 Lithwick Y., Sari R., 2001, ApJ, 555, 540
 Lyutikov M., 2006, MNRAS, 369, L5
 Pe'er A., 2008, ApJ, 682, 463
 Piran T., Nakar E., 2010, ApJ, 718, L63
 Preece R. D., Briggs M. S., Mallozzi R. S., Pendleton G. N., Paciesas W. S., Band D. L., 2000, ApJS, 126, 19
 Racusin J. L. et al., 2011, ApJ, 738, 138
 Rees M. J., 1966, Nat, 211, 468
 Rees M. J., Meszaros P., 1994, ApJ, 430, L93
 Svensson R., 1987, MNRAS, 227, 403
 Thompson C., Madau P., 2000, ApJ, 538, 105
 Toma K., Wu X.-F., Mészáros P., 2009, ApJ, 707, 1404
 Toma K., Wu X.-F., Mészáros P., 2011, MNRAS, 415, 1663
 Urm I., Beloborodov A. M., Poutanen J., 2011, ApJ, 738, 77
 Wang X.-Y., Li Z., Dai Z.-G., Mészáros P., 2009, ApJ, 698, L98
 Zhang B., Pe'er A., 2009, ApJ, 700, L65
 Zhang B.-B. et al., 2011, ApJ, 730, 141
 Zhao X.-H., Li Z., Bai J.-M., 2011, ApJ, 726, 89
 Zou Y.-C., Fan Y.-Z., Piran T., 2009, MNRAS, 396, 1163
 Zou Y., Fan Y., Piran T., 2011, ApJ, 726, L2

APPENDIX A: PHOTON FIELD CREATED BY A SPHERICAL FLASH

Let us consider the interaction between a spherical flash and a high-energy photon (the geometry is illustrated in Fig. 1; see also the caption of the figure for the adopted notations). The emissivity in the source frame is given by

$$j_\nu = \mathcal{D}^2 j'_\nu, \quad (\text{A1})$$

where the Doppler factor \mathcal{D} is defined by

$$\mathcal{D} = \frac{\nu}{\nu'} = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \delta)}. \quad (\text{A2})$$

The specific intensity I_ν (erg cm⁻² s⁻¹ Hz⁻¹ sr⁻¹) created by the spherical flash at the interaction point I (radius R_I and time t_I) in direction α is given by

$$I_\nu(R_I, t_I, \alpha) = \int j_\nu \left(\tilde{s}, t_I - \frac{\tilde{s}}{c} \right) d\tilde{s}, \quad (\text{A3})$$

assuming negligible absorption at frequency ν . Indeed, high-energy photons interact preferentially with seed low-energy photons close to the threshold with $\psi \simeq 1/\Gamma$, i.e.

$$\frac{E}{10 \text{ MeV}} \frac{E_{\text{HE}}}{1 \text{ GeV}} \simeq 1.04 \left(\frac{\Gamma}{100} \right)^2. \quad (\text{A4})$$

As the number of emitted photons at energy E , $N(E)$, decreases as a power law with energy [typically $N(E) \propto E^\beta$, with $\beta \simeq -2$ to -3 above 1 MeV], the ratio $N(E_{\text{HE}})/N(E)$ is always small and the fraction of absorbed seed photons negligible. The radius r is related to \tilde{s} and α by

$$r^2 = R_I^2 + \tilde{s}^2 - 2R_I\tilde{s} \cos \alpha, \quad (\text{A5})$$

which leads to

$$\int \delta(r - R_0) d\tilde{s} = \frac{R_0}{s - R_I \cos \alpha}. \quad (\text{A6})$$

The same relation applied at $r = R_0$ ($\tilde{s} = s$) leads to

$$\delta \left(t_I - \frac{s}{c} - t_0 \right) = c \frac{s - R_I \cos \alpha}{s R_I \sin \alpha} \delta(\alpha - \alpha_I). \quad (\text{A7})$$

Therefore, from equations (6) and (A3), we obtain

$$I_\nu(R_I, t_I, \alpha) = \frac{1}{4\pi} \frac{\mathcal{E}_{\text{rad}}}{4\pi R_0^2 \Gamma_0} \frac{\mathcal{D}^2}{v'_{p,0}} \times \mathcal{B} \left(\frac{\nu}{\mathcal{D} v'_{p,0}} \right) \frac{c R_0}{s R_I \sin \alpha} \delta(\alpha - \alpha_I). \quad (\text{A8})$$

As expected from the flash geometry, the intensity is positive for a unique direction $\alpha = \alpha_I$. Then, the photon density (photon cm⁻³ keV⁻¹ sr⁻¹) is given by

$$n_\Omega(E) = \frac{1}{hc} \frac{I_\nu}{h\nu}. \quad (\text{A9})$$

APPENDIX B: APPROXIMATE FORMULA FOR THE $\gamma\gamma$ OPACITY

In this appendix, we derive the approximate formula given by equation (25) for the $\gamma\gamma$ opacity seen by an on-axis high-energy photon emitted at R_e interacting with a spherical flash radiated at R_0 and having a power-law spectrum. Using $R_e = R_0 + \beta_0 c(t_e - t_0)$ and introducing normalized coordinates $X = (R_e - R_0)/R_0$ and $x = \ell/R_0$, the opacity given by equation (23) reads

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}) = \mathcal{I}(\beta) \tau_0 A_0 \left[\frac{2(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}} E_{p,0}} \right]^{1+\beta} \Gamma_0^{1+\beta} \times \int_0^{+\infty} \frac{dx}{X} \frac{1}{1+X+x} \frac{X}{\frac{x}{\beta_0} + x} \mathcal{D}^{1-\beta} (1 - \cos \psi)^{-\beta}. \quad (\text{B1})$$

Several contributions appear in the integral:

- (i) *dilution term* – the first factor, $(1 + X + x)^{-1}$, expresses the dilution of the radiation from the flash since its emission;
- (ii) *propagation term* – the second factor, $(X/\beta_0 + x)^{-1}$, takes into account the propagation of the high-energy photon up to location of the interaction;
- (iii) *Doppler term* – the third factor, $\mathcal{D}^{1-\beta}$, is due to the Doppler effect applied to the seed photons;
- (iv) *interaction angle term* – the fourth term, $(1 - \cos \psi)^{-\beta}$, expresses the effect of the interaction angle ψ on the effective cross-section.

The product of these four terms is a strictly decreasing function, so that the integral is dominated by the contributions at low x . For $x \ll X$ and $\Gamma_0 \gg 1$, we have $(1 + X + x)^{-1} \simeq (1 + X)^{-1}$ (dilution), $X/(X/\beta_0 + x) \simeq \beta_0 \simeq 1$ (propagation), $\mathcal{D}^{1-\beta} \simeq [2\Gamma_0/(2 + X)]^{1-\beta}$ (Doppler) and $(1 - \cos \psi)^{-\beta} \simeq [2\Gamma_0^2(1 + X)]^\beta$ (interaction angle), where we have used the Taylor expansion of the Doppler angle δ and the interaction angle ψ :

$$\delta \simeq \frac{\sqrt{1+X}}{\Gamma_0}, \quad \psi \simeq \frac{1}{\sqrt{1+X}\Gamma_0}.$$

The product of the four terms is therefore approximatively constant for $x \ll X$, before starting a steep decay. Keeping only the contribution for $0 \leq x \lesssim X$ to the integral gives the following approximate formula:

$$\begin{aligned} \tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{HE}}) &\simeq \mathcal{I}(\beta)\tau_0 A_0 \left[\frac{2(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}} E_{\text{p},0}} \right]^{1+\beta} \Gamma_0^{1+\beta} \\ &\quad \times \int_0^X \frac{dx}{X} \frac{1}{1+X} \left(\frac{2\Gamma_0}{2+X} \right)^{1-\beta} [2\Gamma_0^2(1+X)]^\beta \\ &\simeq 2^{1+2\beta} \mathcal{I}(\beta)\tau_0 A_0 \left[\frac{(m_e c^2)^2}{E_{\text{HE}} E_{\text{p},0}} \right]^{1+\beta} \Gamma_0^{2(1+\beta)} \\ &\quad \times \frac{1}{\left[(1+X) \left(1 + \frac{X}{2} \right) \right]^{1-\beta}}, \end{aligned} \quad (\text{B2})$$

which leads to equation (25). This approximate formula is compared to the exact calculation in the top left-hand panel of Fig. 2.

The behaviour of the opacity with the emission radius of the high-energy photon can be simply understood from the Taylor expansions above: the integral is dominated by the product of the dilution, Doppler and interaction angle terms. When the high-energy photon is emitted just after the flash ($R_e \rightarrow R_0$, i.e. $X \rightarrow 0$), the dilution term is negligible, the Doppler term is optimal as $\delta \simeq 1/\Gamma_0$ and the interaction angle term is also optimal as $\psi \simeq 1/\Gamma_0$. Therefore, $\gamma\gamma$ annihilation is efficient. At larger emission radii ($R_e \gg R_0$, i.e. $X \rightarrow +\infty$), the dilution factor ($\propto X^{-1}$) reduces the seed radiation field, the Doppler term ($\propto X^{\beta-1}$) also reduces strongly the seed radiation field as δ becomes large compared to $1/\Gamma_0$, and the interaction angle term ($\propto X^\beta$) strongly reduces the probability of interaction as $\psi \rightarrow 0$. This explains the steep decay of $\tau_{\gamma\gamma} \propto X^{2(\beta-1)}$ for $X \gtrsim 1$.

This paper has been typeset from a \LaTeX file prepared by the author.

Chapitre 5.

Comprendre la diversité de l'émission prompt optique des sursauts.

Sommaire

5.1. Une riche diversité dans l'émission optique des sursauts	122
5.1.1. Une émission optique <i>prompte</i> difficile à détecter	122
5.1.2. Le premier scénario théorique considéré : le choc en retour	122
5.1.3. Variabilité – une origine interne ou externe?	123
5.1.4. Intensité – des sursauts optiquement faibles et d'autres optiquement brillants .	123
5.2. Emission optique faible : la contrepartie optique de l'émission <i>prompte</i> gamma	124
5.2.1. Effet des cassures spectrales ν_c et ν_a	124
5.2.2. Exploration systématique de l'espace des paramètres des chocs internes	125
5.2.3. Propriétés temporelles comparées des émissions optique et gamma	125
5.2.4. Modélisation détaillée de GRB 041219A	126
5.3. Comment expliquer une émission optique brillante?	129
5.3.1. Différentes interprétations déjà proposées	129
5.3.2. Signature de chocs internes peu violents dans un écoulement très variable . . .	130
5.4. Conclusion et perspectives	133
5.4.1. Synthèse des principaux résultats	133
5.4.2. Perspectives	133
5.5. Pub. II : A detailed spectral study of GRB 041219A and its host galaxy	133
5.6. Pub. III : GRB prompt optical emission from internal shocks	145

5.1. Une riche diversité dans l'émission optique des sursauts

Il reste difficile de discriminer les différents modèles d'émission *prompte* des sursauts gamma, que sont l'émission photosphérique, les chocs internes et la reconnexion magnétique (voir section 2.5). Une piste prometteuse est de tester leur capacité à reproduire l'intégralité du spectre rayonné de l'optique jusqu'aux hautes énergies. L'étude présentée dans ce chapitre propose un cadre cohérent pour interpréter la diversité phénoménologique de l'émission optique *prompte* des sursauts, dans le modèle des chocs internes.

5.1.1. Une émission optique *prompte* difficile à détecter

La quantité et la qualité (résolution temporelle, complétude) des données disponibles sur l'émission *prompte* optique des sursauts restent très limitées (voir par exemple les détections et limites supérieures compilées par Yost et al. 2007a,b). En effet de telles observations nécessitent la communication rapide des coordonnées célestes d'un sursaut nouvellement détecté par un satellite gamma (typiquement *Swift*) vers un réseau de télescopes robotiques basés au sol (ces télescopes ainsi que l'instrument UVOT de *Swift* sont décrits au §1.3.3). Les observations disponibles débutent donc la plupart du temps en cours de phase *prompte*, et ont une résolution temporelle typique de quelques secondes.

Dans certains sursauts, l'émission gamma se décompose en deux phases distinctes séparées d'une période d'inactivité durant plusieurs minutes. Habituellement la première phase, souvent appelée pré-curseur, transporte moins d'énergie que la seconde, appelée émission principale (Koshut et al. 1995; Lazzati 2005). Ces sursauts avec précurseur sont particulièrement favorables à l'obtention de données *promptes* en optique, l'alerte donnée par le précurseur permettant aux télescopes de se réorienter avant le début de la phase d'émission principale (voir par exemple le cas de GRB 041219A dont les courbes de lumière gamma sont représentées en figure 5.1 et en figure 1 de Pub. II).

Dans l'ère du satellite *BeppoSAX*, GRB 990123 (Akerlof et al. 1999) est certainement le cas le plus remarquable avec un *flash* détecté à partir de 22 s et atteignant une magnitude visible $m_V \simeq 8.9$ à 47 s. A l'époque du satellite *Swift*, GRB 080319B (Racusin et al. 2008) est un cas encore plus spectaculaire avec une émission *prompte* optique variable atteignant une magnitude visible $m_V \simeq 5.3$, échantillonnée à l'échelle de la seconde par la caméra TORTORA montée sur le télescope *Rapid Eye Mount*¹. Cette magnitude aurait en principe brièvement (quelques dizaines de secondes) rendu ce sursaut visible à l'oeil nu dans des conditions favorables : il est donc souvent surnommé le « *naked eye burst* ».

5.1.2. Le premier scénario théorique considéré : le choc en retour

L'un des premiers scénarios discutés pour expliquer l'émission optique brillante de GRB 990123 invoque la contribution du choc en retour lorsqu'il remonte dans l'éjecta relativiste (Sari & Piran 1999b), au début de la décélération (vers la fin de l'émission *prompte*). Dans ce scénario la montée du *flash* optique de GRB 990123 correspond à l'accumulation des électrons accélérés par le choc en retour, au fur et à mesure qu'il traverse l'éjecta. Ce dernier étant supposé constitué de matériel « rapide » ($\Gamma \gtrsim 100$), le choc en retour a une courte durée d'activité – il disparaît lorsqu'il atteint l'« arrière » de l'éjecta (voir section 2.6). La partie décroissante du *flash* correspond alors (une fois que le choc en retour a disparu) à l'émission synchrotron des électrons choqués qui se refroidissent de manière adiabatique (régime *slow-cooling*, voir §3.5.3). Ce modèle reproduit bien les trois mesures en optique effectuées pendant l'émission *prompte* de GRB 990123 (Sari & Piran 1999a).

1. Ce télescope (ainsi que *Pi of the Sky*) avait déjà le sursaut dans son champ de vue avant le début de l'émission *prompte*. En effet un autre sursaut (GRB 080319A) avait été détecté à une distance de 10°, moins de 30 minutes auparavant.

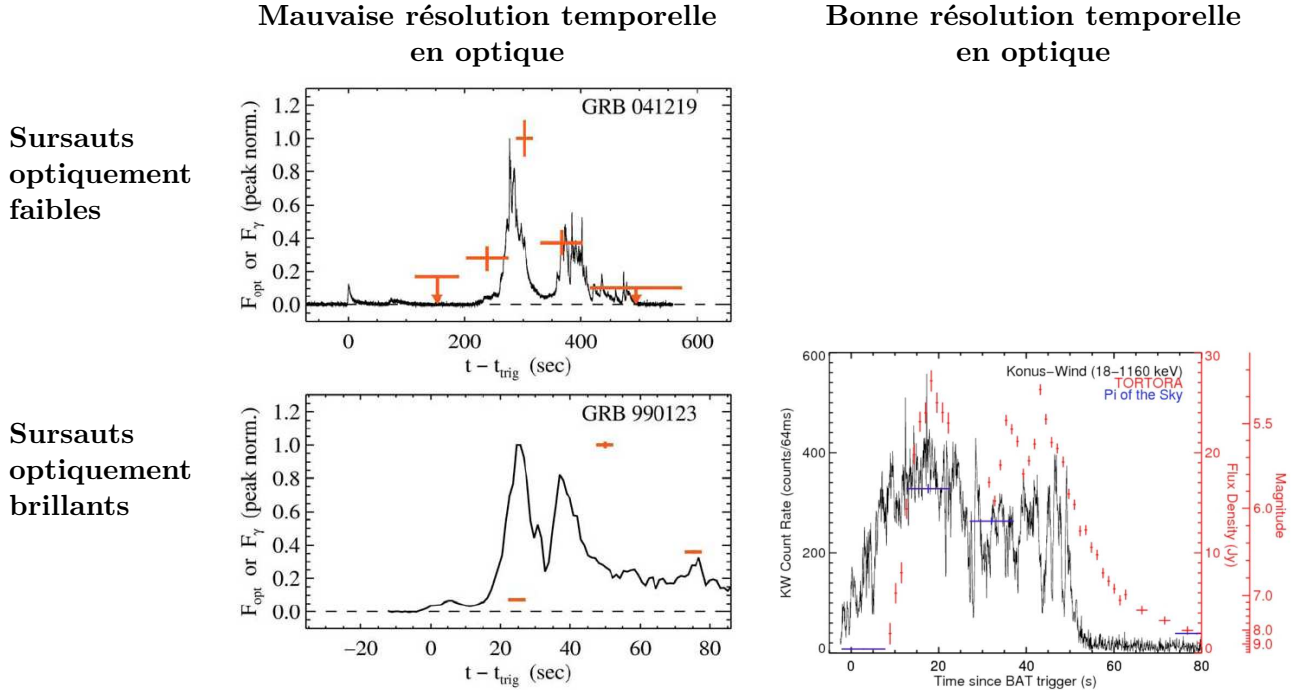


FIGURE 5.1.: **Observations de l'émission *prompt* optique de trois sursauts.** *Gauche* : émissions *promptes* en gamma et en optique des sursauts GRB 041219A (haut) et GRB 990123 (bas). L'émission optique dans GRB 041219A semble corrélée à la courbe de lumière gamma, contrairement à GRB 990123. [origine : Vestrand et al. (2005). D'après Akerlof et al. (1999) pour GRB 990123.] *Droite* : émission *prompt* en gamma et en optique de GRB 080319B. [origine : Racusin et al. (2008)] GRB 990123 et GRB 080319B sont des sursauts exceptionnellement brillants en optique ; i.e. le niveau d'optique est plusieurs ordres de grandeur au-dessus de l'extrapolation du spectre gamma. A l'inverse le niveau optique (après correction de l'absorption) de GRB 041219A est légèrement en dessous de l'extrapolation du spectre gamma.

5.1.3. Variabilité – une origine interne ou externe ?

Dans un certain nombre de cas l'émission prompt optique semble variable et corrélée (au moins aux échelles de temps les plus longues) avec l'émission gamma. Dans ces cas, la variabilité favorise clairement une origine interne pour l'émission optique, la corrélation suggérant un mécanisme dynamique commun avec l'émission gamma. (e.g. GRB 041219A et GRB 080319B)

Il existe aussi d'autres cas où l'émission optique est assez peu variable, et semble non corrélée avec l'émission gamma, avec simplement une phase de croissance puis de décroissance (e.g. GRB 990123) – de tels cas sont compatibles avec une origine externe (choc en retour). Cependant il ne faut pas oublier que la résolution temporelle en optique ne descend que très rarement en dessous de la dizaine de secondes, et que le seul cas où une courbe de lumière bien échantillonnée est disponible (*Naked Eye Burst*) montre une variabilité à petite échelle qui serait masquée avec une résolution temporelle dégradée. On ne peut donc pas exclure que l'émission optique de sursauts comme GRB 990123, ait été plus variable que ce qu'on pensait jusqu'à présent. A la lumière de l'ensemble des données collectées depuis 1999, nous proposons dans ce chapitre un cadre global et cohérent permettant d'expliquer la diversité phénoménologique de l'émission optique *prompt*, dans l'hypothèse d'une origine interne.

5.1.4. Intensité – des sursauts optiquement faibles et d'autres optiquement brillants

En ce qui concerne la brillance de l'émission prompte optique, la phénoménologie est également très variée. A ce stade, il est utile de définir une pente spectrale moyenne, entre les domaines optique et gamma, de la manière suivante :

$$\Gamma_{V-\gamma} = \frac{\log(F_{\nu_p}/F_V)}{\log(\nu_p/\nu_V)}, \quad (5.1)$$

où ν_p (resp. ν_V) est la fréquence de pic en gamma (resp. fréquence optique) et F_{ν_p} (resp. F_V) le flux [$\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$] à cette fréquence. Il est alors instructif de comparer cette pente moyenne $\Gamma_{V-\gamma}$ à la pente basse énergie gamma α (on rappelle que α est donnée en nombre de photons). Selon le sursaut considéré le niveau de l'émission optique peut varier sur une large gamme *au-dessus* ($\alpha + 1 > \Gamma_{V-\gamma}$) ou *en-dessous* ($\alpha + 1 < \Gamma_{V-\gamma}$) de l'extrapolation du spectre gamma à basse énergie : on parlera alors de sursauts optiquement *brillants* ou *faibles* (Yost et al. 2007a,b).

Notons cependant que lorsque l'on parle de sursauts optiquement *faibles*, il faut s'assurer qu'ils le sont intrinsèquement : i.e. après avoir corrigé de l'absorption due à la galaxie hôte, à la Voie lactée, et éventuellement au milieu intergalactique. Des modèles de la Voie lactée permettent d'estimer l'absorption locale (e.g. Schlegel et al. 1998). Plus généralement le spectre de la rémanence dans le domaine X (en estimant le degré d'absorption dans ce domaine spectral, e.g. Campana et al. 2010) permet d'estimer la densité de colonne d'hydrogène neutre, et d'en déduire le niveau d'absorption correspondant en optique. Parfois les données ne permettent pas d'estimer sûrement le niveau d'absorption en optique : il n'est alors pas possible de se prononcer sur la nature intrinsèque d'un sursaut optiquement faible.

Dans les cas où un certain degré de corrélation temporelle suggère un lien direct entre les émissions *prompte* optique et gamma, on peut se demander si ces deux composantes proviennent de la même région d'émission. En d'autres termes, l'émission optique peut-elle simplement s'interpréter comme l'extension à basse énergie de l'émission prompte gamma ?

Nous allons étudier dans ce chapitre cette question dans le cadre spécifique du modèle des chocs internes. Tout d'abord nous allons caractériser précisément la partie basse énergie de l'émission des chocs internes responsable de l'émission gamma. Puis nous allons décrire les conditions nécessaires pour que certains chocs internes rayonnent essentiellement dans le domaine optique. Ceci nous permettra de développer une interprétation cohérente de l'émission optique des sursauts gamma, des sursauts optiquement faibles aux sursauts optiquement brillants.

5.2. Emission optique faible : la contrepartie optique de l'émission *prompte* gamma

Nous montrons ici que dans le cas des sursauts optiquement faibles, l'émission optique peut simplement s'interpréter comme l'extension, à basse énergie, du rayonnement synchrotron des chocs internes responsables de l'émission gamma.

5.2.1. Effet des cassures spectrales ν_c et ν_a

Dans un régime de *fast-cooling* (voir le §3.5.3 pour une description des différents régimes du processus synchrotron), situation pertinente pour l'émission prompte, la fréquence de pic ν_p du spectre est la fréquence synchrotron d'injection ν_m . De plus si la fréquence de refroidissement ν_c (limite entre les régimes où les pertes se font majoritairement par rayonnement synchrotron ou refroidissement adiabatique) est très inférieure à ν_m , l'indice spectral basse-énergie prédit dans un cas standard vaut $\alpha = -1.5$ ². L'évolution du spectre synchrotron aux longueurs d'ondes plus élevées ne peut se faire que dans le sens d'un durcissement : en dessous de ν_c (resp. ν_a), l'indice spectral passe à $-2/3$

2. Cette pente peut être durcie jusqu'à $\alpha \simeq -1$ par des diffusions Compton inverses, dans un régime de Klein-Nishina (voir Derishev et al. 2001; Nakar et al. 2009; Bošnjak et al. 2009; Daigne et al. 2011).

(resp. +1). Il serait ainsi possible d'interpréter des sursauts optiquement faibles par les propriétés de l'émission synchrotron des chocs internes (ou tout autre mécanisme dissipatif accélérant des électrons dans un champ magnétique) responsables de l'émission gamma : un niveau optique en-dessous de l'extrapolation du spectre gamma pouvant simplement être dû à la présence des fréquences de cassures ν_c et/ou ν_a entre le domaine optique et le seuil à basse énergie de l'instrument gamma. Cette idée est soutenue par le fait que de telles cassures sont effectivement observées dans le spectre X de certains sursauts (voir par exemple GRB 110205A, Zheng et al. 2012; Gendre et al. 2012).

5.2.2. Exploration systématique de l'espace des paramètres du modèle des chocs internes

Pour tester cette idée, nous avons procédé à une exploration systématique de l'espace des paramètres du modèle des chocs internes. Pour cela, nous utilisons la compilation de spectres simulés par Bošnjak et al. (2009) (cette étude était plutôt focalisée sur les propriétés générales de l'émission gamma). L'aspect dynamique y est réduit à une unique collision « typique » entre deux couches de matière homogènes : cette approche permet de grandement réduire le temps de calcul tout en ayant le rayon et les conditions physiques typiques des chocs internes. Les deux couches 1 et 2 sont supposées être froides, avoir la même masse et des facteurs de Lorentz respectifs $\Gamma_1 < \Gamma_2$. La couche 2 est supposée être éjectée par le moteur central avec un retard τ sur la couche 1 : les deux couches se rattrapent et collisionnent à grand rayon. L'estimation des grandeurs physiques du choc se fait alors comme présentée en section 3.1. Il est utile de définir le facteur de Lorentz moyen $\bar{\Gamma} = (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$ et le contraste $\kappa = \Gamma_2/\Gamma_1$. L'exploration se fait en variant les paramètres dynamiques $\bar{\Gamma}$, κ , τ , \dot{E}_{kin} (la puissance cinétique de l'écoulement) et les paramètres de microphysique ϵ_e , ϵ_B , ζ et p (paramètres qui ont été définis au chapitre 3.3.2). Les valeurs de ϵ_e et p sont fixées respectivement à 1/3 et 2.5. Le spectre résultant est calculé via le code radiatif détaillé de Bošnjak et al. (2009) (voir §3.5.4 pour une brève description du modèle) qui prend en compte tous les processus pertinents : rayonnement et auto-absorption synchrotron, diffusion Compton inverse, annihilation $\gamma\gamma$ et refroidissement adiabatique.

A partir d'un échantillon de 50400 spectres simulés, on ne conserve que ceux qui respectent les conditions suivantes :

- L'émission est transparente à l'opacité Thomson (en prenant en compte les électrons du jet et les paires créées par annihilation $\gamma\gamma$). L'opacité $\gamma\gamma$ est calculée de manière simplifiée comme décrit au §4.2.2.
- Les électrons sont dans un régime radiatif efficace (i.e. *fast-cooling*).
- La contribution Compton inverse reste sous-dominante (i.e. elle ne transporte pas plus d'énergie que la composante synchrotron).
- L'énergie de pic du spectre obtenu est dans l'intervalle $20 \text{ keV} < E_{\text{p,obs}} < 20 \text{ MeV}$ (i.e. dans le domaine gamma).

Après cette sélection l'échantillon final compte 5332 spectres simulés.

Il est ensuite possible de comparer l'indice spectral gamma basse énergie α et la pente spectrale moyenne gamma-optique $\Gamma_{V-\gamma}$ de manière à identifier les chocs internes optiquement faibles ou brillants. Ceci est présenté dans la figure 1 de Pub. III, qui montre $\Gamma_{V-\gamma}$ en fonction de α pour tout l'échantillon de spectres synthétiques ainsi que pour quelques observations représentatives des sursauts optiquement faibles ou brillants. Nos résultats montrent qu'un sursaut optiquement faible tel que GRB 110205A peut sans difficulté être expliqué par l'extension à basse énergie de chocs internes dont le spectre synchrotron pique dans le domaine gamma. Par contre un sursaut optiquement très brillant, comme GRB 080319B ne peut être expliqué par un tel mécanisme, ce qui nous conduira en section 5.3 à développer une explication alternative.

5.2.3. Propriétés temporelles comparées des émissions optique et gamma

Avec trois sursauts synthétiques de référence, nous montrons que, même si l'émission optique est produite par l'extension basse énergie de l'émission gamma, toutes deux ne sont pas forcément corrélées au sein d'un même *pulse* – voir les courbes de lumière représentées en figures 3-4-5 de **Pub. III**. Selon les effets d'évolution spectrale, les émissions optique et gamma, pour un *pulse* donné, peuvent être

- Corréliées : voir exemple de la figure 5. Dans ce cas de sursaut (pour lequel les fréquences synchrotron de refroidissement et d'injection sont proches, $\nu_c \lesssim \nu_m$, on parle de *marginal fast-cooling*) la pente basse énergie α et l'énergie de pic E_p évoluent peu au cours de la phase *prompte*. Les émissions optique et gamma sont donc relativement bien corrélées.
- Anti-corrélées : voir exemple de la figure 4. Dans ce cas de sursaut synthétique, pendant l'essentiel de l'émission gamma *prompte* la diffusion Compton inverse a lieu en régime Klein-Nishina : la pente gamma basse énergie α s'en trouve « durcie », passant de $\simeq -1.5$ à $\simeq -1$ (Daigne et al. 2011). Ce changement de régime est dû à une augmentation du facteur de Lorentz des électrons accélérés lors de l'établissement des chocs internes, et s'accompagne donc également d'une augmentation de l'énergie de pic synchrotron E_p du spectre. Ces évolutions de α et de E_p ont pour conséquence de diminuer le flux optique. A la fin du *pulse* observé en gamma la fréquence de pic synchrotron diminue – en accord avec l'évolution spectrale observée dans l'émission gamma de beaucoup de sursauts (voir par exemple Preece et al. 2000) – et la diffusion Compton inverse revient en régime Thomson. Cette diminution de E_p est due à la diminution de la densité de la matière choquée (et donc du champ magnétique amplifié, pour un paramètre de microphysique ϵ_B constant, voir équation 3.20) accompagnant l'expansion des chocs internes vers de plus grands rayons. La diminution de E_p et le retour à la pente synchrotron habituelle $-3/2$ sont responsables d'une ré-augmentation du flux optique (alors même que le flux gamma devient très faible). Au final les émissions optique et gamma apparaissent donc anti-corrélées.
- Décalées : voir exemple de la figure 3. Pour ce sursaut synthétique, l'émission synchrotron optique est auto-absorbée pendant toute la durée de l'émission *prompte* ; le flux reste donc très faible. Un effet intéressant apparaît cependant lorsque l'émission sur la ligne de visée s'interrompt (à la fin de l'émission *prompte*) : l'émission de haute latitude (émission hors axe, voir §3.6.2) devient prédominante et au fur et à mesure que la fréquence d'auto-absorption synchrotron se rapproche de ν_V , le flux optique augmente ! Cette augmentation du flux a pour origine la dureté de la pente spectrale de l'émission auto-absorbée $\beta \simeq -2.5 \rightarrow -2$, le flux de l'émission de haute latitude évoluant comme $F_\nu \propto \nu^{-\beta} (1 + \frac{t_{\text{obs}} - t_{\text{obs},0}}{\delta t_{\text{var}}})^{-(2+\beta)}$ (voir §3.6.2).

Cette diversité de comportements possibles montre qu'une absence de corrélation entre les émissions *promptes* optique et gamma n'est pas contradictoire avec le fait qu'elles aient pu être produites par des chocs internes communs, contrairement à ce qui a pu être affirmé par le passé (voir par exemple Sari & Piran 1999a).

5.2.4. Modélisation détaillée de GRB 041219A

Nous avons appliqué ce scénario pour modéliser en détail le sursaut optiquement faible GRB 041219A. Cet étude a été développée en collaboration avec une équipe d'observateurs pilotée par Diego Götz du Service d'Astrophysique du CEA et est présentée dans **Pub. II**.

L'émission gamma de GRB 041219A, détectée par les satellites *INTEGRAL* (McBreen et al. 2006; McGlynn et al. 2007; Kalemci et al. 2007; Götz et al. 2009) et *Swift* (Vestrand et al. 2005), se décompose en un précurseur, suivi d'une phase d'émission principale, débutant $\simeq 4$ min plus tard et durant également $\simeq 4$ min (voir la figure 1 de **Pub. II**). L'alerte donnée par la détection du précurseur a permis au télescope robotique *RAPTOR* d'observer la contre-partie optique durant l'émission principale (Rykoff et al. 2005, voir figure 5.1). Bien que la résolution temporelle soit limitée à plusieurs dizaines de secondes, l'émission optique semble corrélée à l'émission prompte gamma. Dans cette étude nous proposons une modélisation détaillée de GRB 041219A, dans le cadre des chocs internes. Nous avons pu obtenir une solution en accord satisfaisant avec à la fois les données temporelles et spectrales (voir

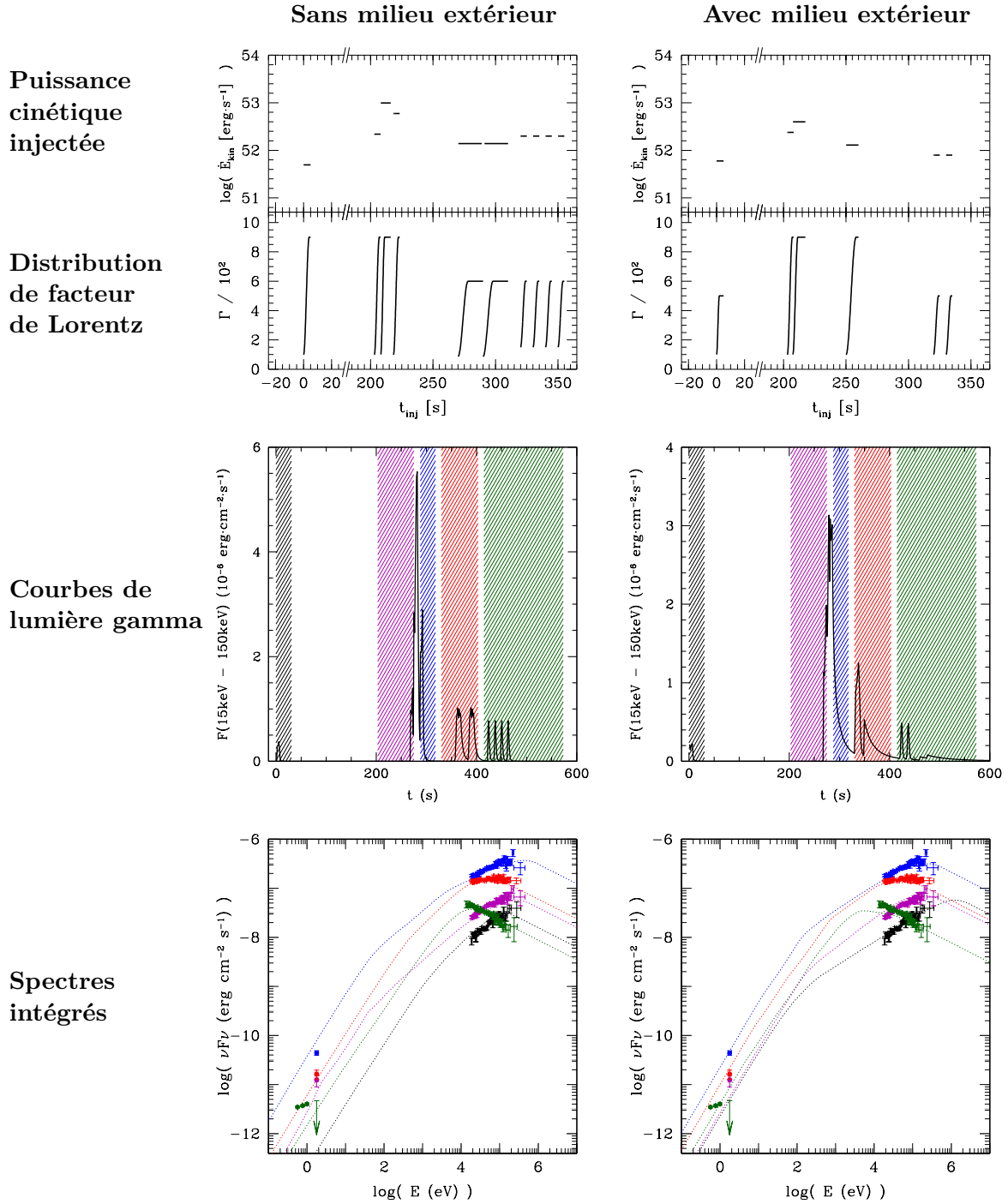


FIGURE 5.2.: **Modélisation de GRB 041219A.** Ces deux sursauts synthétiques, avec (droite) et sans (gauche) prise en compte de la décélération par le milieu extérieur, reproduisent raisonnablement les caractéristiques de GRB 041219A : la forme générale de la courbe de lumière gamma, les spectres gamma et le flux optique, dans 5 intervalles d'observation. L'intervalle d'intégration de chaque spectre simulé (en pointillé) est représenté dans les diagrammes de courbe de lumière gamma par des hachures de même couleur. Les conditions initiales (puissance cinétique et facteur de Lorentz) avant la phase des chocs internes sont représentées dans les deux panneaux du haut.

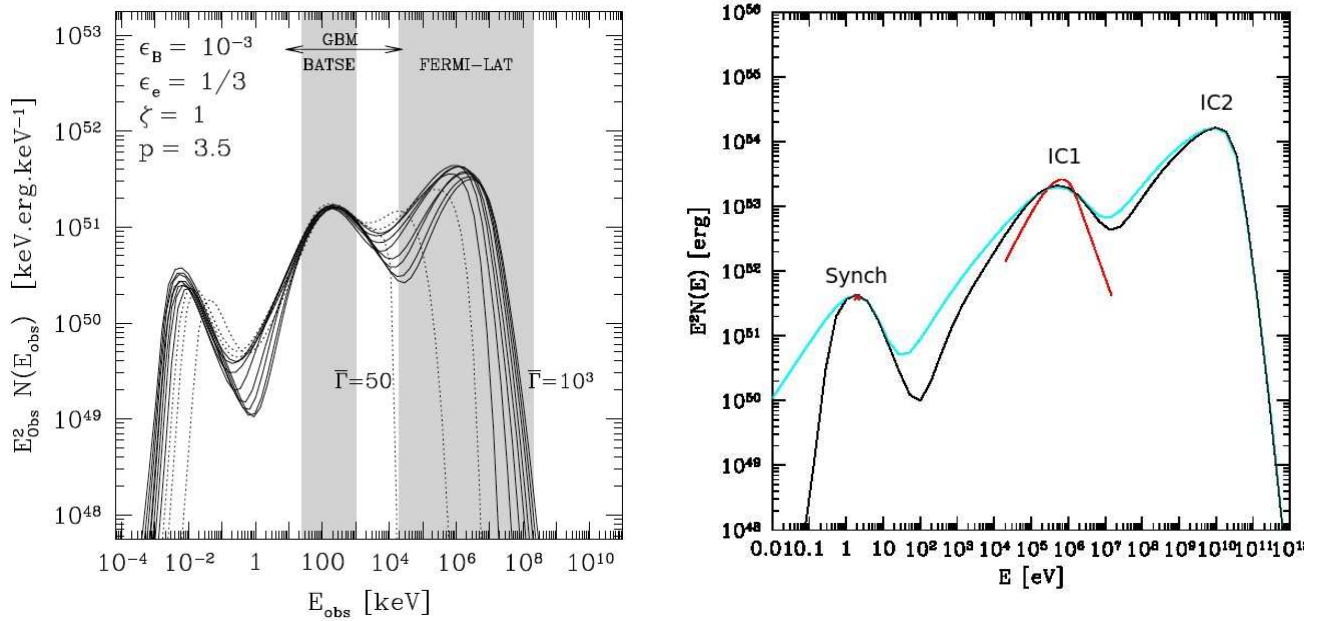


FIGURE 5.3.: Spectres prédits dans le cadre d'un scénario *synchro-self Compton* (SSC).

Gauche : Ces spectres sont obtenus à paramètres de microphysique fixés (ϵ_e , ϵ_B , ζ , p), en faisant varier $\bar{\Gamma}$ de 50 à 10^3 , tandis que κ , \dot{E}_{kin} et τ sont ajustés pour avoir la même énergie de pic intermédiaire (200 keV) et la même énergie rayonnée ($5 \cdot 10^{51}$ erg) dans la bande 25 keV - 1 MeV (bande de BATSE). Dans ce type de scénario, une émission brillante (correspondant à l'émission synchrotron) est attendue entre le domaine infra-rouge et ultra-violet. La composante issue d'une seconde génération de diffusions inverse Compton, prédite à haute énergie (dans le domaine de *Fermi-LAT*), contient beaucoup plus d'énergie que celle issue de la première génération de diffusions (qui pique à 200 keV). [origine : Bošnjak et al. (2009)] *Droite* : Modélisation du spectre de GRB 080319B dans le cadre d'un scénario SSC. Le spectre simulé, avec (noir) et sans (bleu) auto-absorption synchrotron est calculé avec le code radiatif de Bošnjak et al. (2009). La courbe en rouge représente le spectre gamma observé par l'instrument KONUS à bord du satellite *Wind*. Le point rouge représente le niveau de l'émission *prompt* optique observée. Les conditions physiques adoptées pour la matière choquée (définies dans la section 3.3) sont : $\Gamma_m = 380$, $p = 5.74$, $\zeta = 1$, $B = 2$ G, $t'_{\text{ex}} = 2226$ s (temps dynamique) et $n'_e = 2.3 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ (densité des électrons). Un tel scénario SSC pour expliquer GRB 080319B implique obligatoirement une seconde composante Compton inverse (IC2) contenant 10 à 100 fois plus d'énergie que la première composante Compton inverse (IC1).

la figure 5.2 et la section 3.4 de **Pub. II**). On constate qu'il est possible de reproduire les propriétés de l'émission *prompt* gamma et optique, avec ou sans prise en compte du milieu extérieur. Dans le second cas, certaines structures tardives dans la courbe de lumière ne sont plus dues à des chocs internes mais au choc en retour qui se propage dans l'éjecta relativiste au début du freinage par le milieu extérieur. Ce mécanisme est le même que celui invoqué au chapitre 11 pour expliquer les *flares* de la rémanence X précoce. Ici le choc en retour se propage dans l'éjecta rapide avant la fin de l'émission *prompt*, car cette dernière est très longue : les *pulses* associés au choc en retour ont donc lieu pendant la phase *prompt*. De plus, l'activité du choc en retour est de courte durée car l'éjecta n'est composé que de matériel rapide (nous ne cherchons pas à modéliser la rémanence de GRB 041219A). En revanche l'émission infra rouge détectée tardivement ($t_{\text{obs}} \gtrsim 400$ s, Blake et al. 2005) ne peut pas s'interpréter comme l'extension basse énergie de l'émission gamma produite par les chocs internes ou le choc en retour précoce – la pente spectrale mesurée est en effet beaucoup trop molle. Cette émission infrarouge pourrait être due à des chocs internes tardifs qui rayonneraient à plus basse énergie (voir section suivante) ou avoir une origine externe, un scénario que nous n'avons pas exploré en détail.

5.3. Comment expliquer une émission optique brillante ?

5.3.1. Différentes interprétations déjà proposées

Pour expliquer les cas de sursauts optiquement brillants dans le cadre du modèle des chocs internes, il faut, d'après l'étude précédente, invoquer soit un processus radiatif différent dans les mêmes régions que celles où a lieu l'émission gamma, soit une région d'émission distincte avec un spectre synchrotron piquant à plus basse énergie.

— Exclusion d'un scénario Synchro-Self Compton —

Avant le lancement de *Fermi*, un des mécanismes d'émission envisagés pour les sursauts gamma était le processus *Synchro-Self Compton* (décrit au §3.5.4). Dans ce scénario l'émission synchrotron pique à plus basse énergie (typiquement dans le domaine optique), tandis que l'émission gamma du MeV est produite par diffusion Compton inverse des photons synchrotron sur les électrons qui les ont produits. La composante synchrotron à basse énergie pourrait permettre justement d'expliquer des sursauts optiquement très brillants comme GRB 080319B (e.g. Kumar & Panaitescu 2008).

Cependant, comme déjà expliqué au §2.5.2, l'ouverture d'une fenêtre spectrale à haute énergie par *Fermi* a permis d'exclure ce scénario. En effet une seconde composante Compton inverse (issue d'une seconde génération de diffusions qui se font également en régime Thomson), est inévitablement prédite à haute énergie. Cette composante devrait transporter beaucoup plus d'énergie que celle du MeV (voir les exemples de spectres synthétiques en figure 5.3). Or son existence (qui par ailleurs posait un problème de crise énergétique) a été exclue par les observations de *Fermi*-LAT (Piran et al. 2009; Bošnjak et al. 2009).

— Une émission du choc en retour incompatible avec la variabilité temporelle —

Comme on l'a déjà vu au §5.1.2, l'émission optique brillante de GRB 990123 a rapidement été interprétée comme une signature du choc en retour se propageant rapidement dans l'éjecta, suite à la décélération par le milieu extérieur. Ce scénario permet notamment d'expliquer le décalage temporel entre l'émission optique et le début de l'émission gamma. De plus, la prédiction d'une absence de forte variabilité à courte échelle n'était pas contredite par les trois points de données (séparés de $\simeq 20-30$ s, voir figure 5.1) qui pouvaient simplement s'interpréter comme la montée et la décroissance de l'émission du choc en retour.

Notons qu'une variabilité n'est pas totalement exclue pour le choc en retour – elle pourrait par exemple être due aux effets suivants :

- Le résultat du passage du choc en retour à travers des surdensités de matière, présentes dans l'éjecta, précédemment produites par des chocs internes (voir chapitre 11).
- Dans un scénario d'accélération magnétique, une activité intermittente du choc en retour peut résulter d'une magnétisation de l'éjecta relativiste qui reste inhomogène au moment de la décélération – le choc en retour alternerait ainsi les phases de dissipations efficaces et inefficaces, selon qu'il traverse des régions faiblement ou fortement magnétisées (Granot 2012).

Cependant la variabilité minimale reste limitée par l'échelle de temps d'étalement (due à la courbure des régions émettrices) Δt_{curv} (équation 3.45), au début de la décélération : cette échelle de variabilité minimale vaut typiquement

$$\Delta t_{\text{curv,dec}} \simeq \frac{R_{\text{dec}}}{2\Gamma^2 c} \simeq 16.7 \times (\Gamma/100)^{-2} \left(\frac{R_{\text{dec}}}{10^{16} \text{ cm}} \right) \text{ s}$$

où R_{dec} est le rayon de décélération (équation 2.13). De plus, dans ce type de scénario, on s'attend à ce que la variabilité de l'émission du choc en retour diminue progressivement, ce dernier étant en expansion continue vers de plus grands rayons (e.g. Fenimore & Ramirez-Ruiz 1999). À l'inverse, les chocs internes peuvent très bien expliquer une émission (aussi bien dans les domaines optique et

gamma) dont la variabilité typique n'évolue pas au cours du temps (l'émission étant produites par une série de chocs internes pouvant avoir des rayons similaires) – ce qui est par exemple clairement observé pour l'émission *prompt* gamma des sursauts (e.g. Ramirez-Ruiz & Fenimore 2000).

Le scénario du choc en retour est donc exclu pour des sursauts tels que GRB 080319B, pour lequel la qualité des données a permis de montrer que l'émission optique est très variable, au moins jusqu'en dessous de l'échelle de la seconde avec de plus aucune augmentation notable de l'échelle de variabilité au cours du sursaut. Si l'on veut expliquer les sursauts optiquement brillants dans un cadre unifié, cette observation remet en perspective l'interprétation du « *flash* » optique de GRB 990123, comme provenant du choc en retour, étant donné que la résolution temporelle dans ce sursaut est très mauvaise.

— Autres propositions —

D'autres interprétations ont été proposées pour expliquer les sursauts optiquement brillants. Dans le cadre des modèles hadroniques, Asano et al. (2010) proposent d'expliquer l'émission optique brillante de GRB 080319B par le rayonnement synchrotron de paires produites par interactions proton-photon. Dans le cadre des modèles leptoniques Zou et al. (2009b) considèrent la possibilité d'une composante basse énergie produite par le rayonnement synchrotron d'une population d'électrons thermique plus froide que la population non thermique responsable de l'émission gamma – l'existence d'une telle population thermique est suggérée par les résultats de simulations détaillées sur l'accélération de particules dans les chocs non collisionnels relativistes (voir la section 2.7 et la discussion de Giannios & Spitkovsky 2009). Cependant pour expliquer l'émission optique de GRB 080319B, l'énergie attribuée à cette population froide d'électrons doit être bien plus importante que celle contenue dans la population non thermique, conduisant à une crise énergétique. Fan et al. (2009) et Beskin et al. (2010) suggèrent qu'une émission optique brillante pourrait être la signature de la désintégration tardive de neutrons emportés dans le jet relativiste. Une émission optique brillante est naturellement prédite par le modèle de dissipation magnétique progressive de Giannios (2008). Enfin dans le modèle photosphérique de Toma et al. (2011), une émission optique brillante est produite par le rayonnement synchrotron (qui pique dans le domaine UV) des chocs internes (supposés avoir lieu dans un milieu où la densité de leptons est plus de 10 fois supérieure à celle des baryons) qui sont responsables de la « comptonisation » du spectre de corps noir (voir §2.5.4). Notons à ce propos, qu'un modèle prédisant systématiquement une émission *prompt* optique brillante, serait incompatible avec les nombreux cas de sursauts optiquement faibles : c'est par exemple le cas pour les modèles de Giannios 2008 (dans sa version actuelle) et de Toma et al. (2011).

5.3.2. Signature de chocs internes peu violents au sein d'un écoulement très variable

— Emission synchrotron des chocs internes au sein d'un écoulement très variable —

Dans le cadre du modèle des chocs internes, nous étudions le scénario dans lequel une émission optique brillante est le résultat de l'émission synchrotron de chocs peu violents au sein d'un écoulement relativiste très variable (Li & Waxman 2008; Yu et al. 2009). En effet dans un tel écoulement, le contraste de facteur de Lorentz (i.e. la violence) des différents chocs formés peut varier significativement. Or l'énergie spécifique dissipée par un choc, et donc la fréquence synchrotron caractéristique ν_m des électrons accélérés, dépend fortement du contraste de facteur de Lorentz (voir la figure 6 de Pub. III). Dans une telle situation l'émission *prompt* gamma est produite par les chocs les plus violents, tandis que les chocs les moins violents contribuent fortement dans le domaine optique, permettant d'expliquer les cas de sursauts optiquement brillants, tels que GRB 080319B (voir l'exemple de sursaut synthétique présenté en figure 5.4 et dans Pub. III). Dans ce cadre l'émission optique produite est très variable comme celle de GRB 080319B, et présente un certain degré de corrélation avec l'émission gamma seulement aux plus longues échelles temporelles.

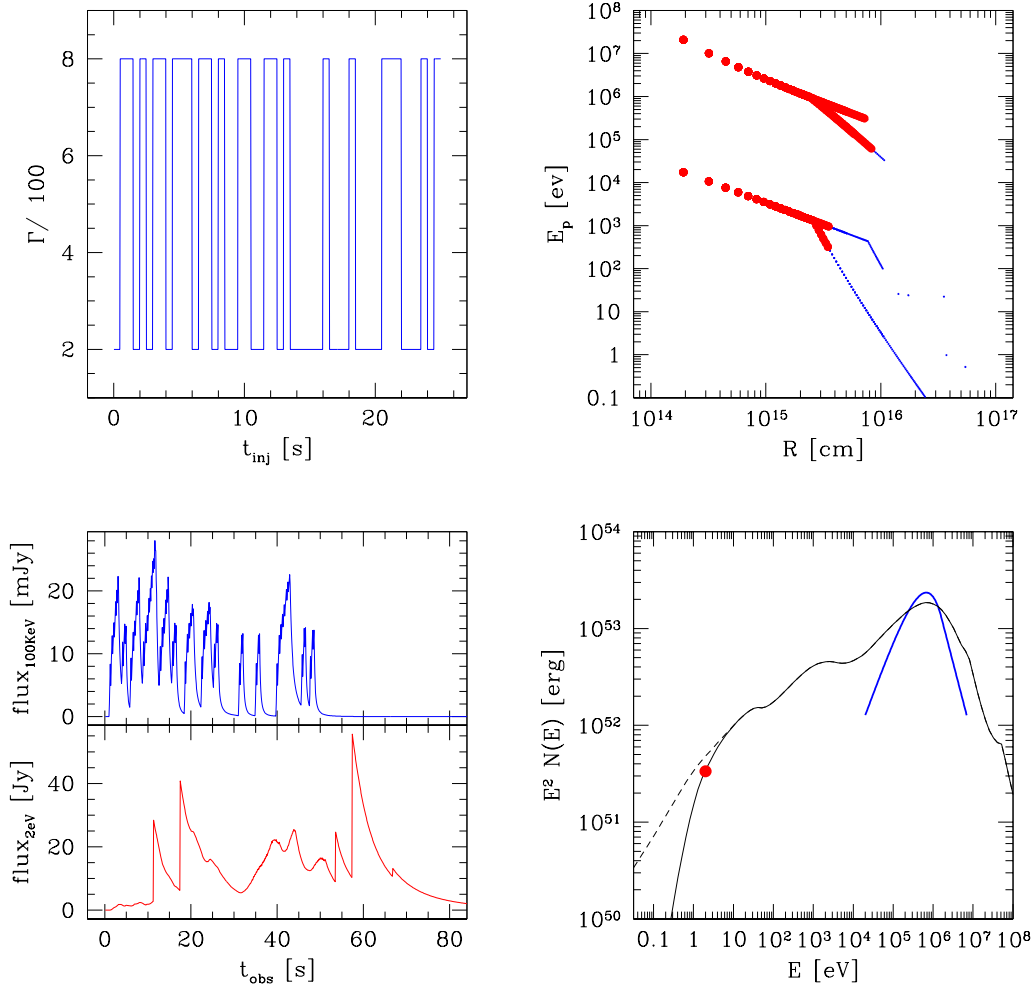


FIGURE 5.4.: **Modélisation du « *Naked Eye Burst* ».** Pour ce sursaut synthétique, l'éjection relativiste dure 25 s, avec une puissance cinétique constante $\dot{E}_{\text{kin}} = 2.4 \cdot 10^{54} \text{ erg s}^{-1}$. *En haut, à gauche* : distribution initiale de facteur de Lorentz. *En haut, à droite* : énergie de pic du spectre rayonné par chaque collision en fonction de son rayon. Les gros points rouges (resp. petits points bleus) indiquent que la fréquence d'auto-absorption synchrotron est au-dessus (resp. au-dessous) de la fréquence optique ν_{γ} . *En bas, à gauche* : courbes de lumière en gamma (bleu) et en optique (rouge). *En bas, à droite* : spectre intégré sur toute la durée du sursaut, avec (trait plein) et sans (tirets) auto-absorption synchrotron. Le spectre gamma (courbe bleue) et le flux optique moyen (point rouge) observés y sont superposés. Dans cet exemple la pente basse énergie du spectre simulé $\alpha = -1.5$, valeur correspondant au processus synchrotron en régime *fast-cooling*, reproduit mal celle observée $\alpha = -0.855$. Il s'agit d'un problème général au processus synchrotron, non spécifique au « *Naked Eye Burst* », pour lequel des solutions ont déjà été proposées dans la littérature (voir §2.5.2). En revanche, comme décrit dans le §5.3.2, ce sursaut synthétique reproduit bien les propriétés optiques très exceptionnelles de GRB 080319B : le flux optique, la variabilité temporelle en optique et en gamma, et le délai à l'allumage et à l'extinction de l'émission optique par rapport à l'émission gamma.

Le modèle multi-couches permettant de suivre de manière détaillée la dynamique des chocs internes est très bien adapté à l'étude de ce scénario. Nous présentons ici les résultats obtenus.

— Sur la relation variabilité - brillance de l'émission optique —

Dans le cadre du scénario que nous proposons, un sursaut peu variable (typiquement avec un petit nombre de *pulses* ne montrant aucune sous-structure) ne peut être optiquement brillant. Si un tel cas de sursaut venait à être observé, son émission optique devrait être attribuée à un mécanisme différent ; par exemple ceux discutés au §5.3.1.

En revanche l'émission optique prédite pour un sursaut variable n'est pas systématiquement brillante. Pour quantifier cette dernière relation, nous avons simulé un grand nombre de sursauts (2×10^4), en tirant aléatoirement la distribution initiale de facteur de Lorentz de l'écoulement relativiste. Les détails de la physique du moteur central restant encore très incertains, il a fallu faire un certain nombre d'hypothèses quant aux propriétés de l'écoulement variable. On obtient qu'un sursaut variable ayant les mêmes caractéristiques que GRB 080319B a de 16% à 34% de chances, selon les hypothèses, d'être optiquement aussi brillant (voir le §4.4 de **Pub. III**). Nous trouvons donc que la probabilité d'occurrence de sursauts tels que GRB 080319B est faible mais non négligeable – de tels sursauts devant rester minoritaires dans l'ensemble de la population de sursauts observés, même en sélectionnant préférentiellement les sursauts très variables.

— Prédiction d'autres propriétés de GRB 080319B —

En plus du niveau optique, l'émission de chocs peu violents au sein d'un écoulement très variable permet de reproduire d'autres caractéristiques observationnelles de GRB 080319B :

Un délai au démarrage entre les émissions optique et gamma : ce délai est dû au fait que les premiers chocs internes au sein d'un écoulement ont lieu à faible rayon. Le début de l'émission synchrotron en optique – durant les premières secondes du sursaut – est ainsi fortement atténuée par l'effet de l'auto-absorption. Il est ainsi possible de reproduire le délai d'environ 10 s observé pour GRB 080319B (voir figure 5.4).

Un délai à l'extinction entre les émissions optique et gamma : le délai observé à la fin de l'émission prompt de GRB 080319B est également reproduit. Ce délai est d'abord dû au fait que l'échelle caractéristique temporelle $\Delta t \simeq R/(\Gamma^2 c)$ est plus grande pour l'émission optique que pour l'émission gamma : cette différence s'explique par un facteur de Lorentz d'émission en moyenne plus faible pour les chocs peu violents. La décroissance de l'émission de haute latitude, en fin d'émission prompt, est donc moins rapide dans le domaine optique que dans le domaine gamma (voir §4.4.2 de **Pub. III**). Cette plus faible décroissance est également favorisée par le fait que la fréquence optique est bien inférieure à la fréquence de pic du spectre gamma, dans une zone où l'indice spectral est > -2 (en nombre de photons) ; voir §3.6.2 pour plus de détails sur l'émission de haute latitude.

Une émission optique moins variable que l'émission gamma : cette moindre variabilité est également due au fait que l'échelle caractéristique $\Delta t \simeq R/(\Gamma^2 c)$ est plus grande pour l'émission optique que pour l'émission gamma. Cette tendance est renforcée par le fait que les chocs contribuant majoritairement à la composante optique sont à grands rayons, l'émission optique des chocs à faibles rayons (responsables des plus petites échelles de variabilité dans le domaine gamma) étant fortement self-absorbée.

— Validation par le code de calcul radiatif —

Les résultats qui viennent d'être décrits sont obtenus avec une prise en compte simplifiée des processus radiatifs (rayonnement et auto-absorption synchrotron uniquement). Nous sommes actuellement en train de vérifier, à l'aide du code de Bošnjak et al. (2009), qu'un calcul radiatif plus détaillé ne remet pas en cause nos conclusions.

5.4. Conclusion et perspectives

5.4.1. Synthèse des principaux résultats

Au cours de cette étude, en utilisant le modèle à « couches solides » de [Daigne & Mochkovitch \(1998\)](#) et le code de calcul radiatif détaillé de [Bošnjak et al. \(2009\)](#), nous avons montré que la diversité phénoménologique de l'émission optique *prompte* des sursauts peut s'expliquer de manière cohérente et « unifiée », dans le cadre du modèle des chocs internes, où le mécanisme d'émission principal est le processus synchrotron :

1. Les sursauts optiquement faibles (qui le sont intrinsèquement, après correction de l'absorption entre le site d'émission et l'observateur) peuvent s'expliquer par des cassures spectrales, liées à la présence de la fréquence de refroidissement ν_c ou de la fréquence d'auto-absorption ν_a , entre les domaines X dur et optique.
2. Les sursauts optiquement brillants peuvent s'expliquer par une variabilité dynamique élevée de l'écoulement relativiste – les chocs internes violents (resp. doux) sont alors responsables de l'émission gamma (resp. optique brillante).

De plus, nous avons montré, aussi bien dans la première que dans la seconde situation, qu'une forte corrélation entre les émissions optique et gamma n'est pas forcément attendue.

5.4.2. Perspectives

Une extension naturelle de cette étude, à laquelle je compte m'intéresser dans le futur, serait de calculer la contre-partie à haute énergie (LAT) qui est prédite par notre scénario. On peut en effet s'attendre à ce qu'il s'agisse d'une signature spécifique du modèle. On pourrait par exemple se trouver dans une situation où (i) les collisions qui produisent les photons gamma mous par rayonnement synchrotron contribuent peu à l'émission de haute énergie car la diffusion Compton inverse est limitée par les effets de Klein-Nishina (le facteur de Lorentz des électrons étant très élevé) ; alors que (ii) les collisions qui produisent l'optique pourraient correspondre au régime Thomson pour la diffusion Compton inverse (le facteur de Lorentz des électrons est plus modéré) et ainsi produire une composante additionnelle à haute énergie (voir par exemple [Li 2010](#)). Les éventuels futurs cas de sursauts à la fois détectés en optique et à haute énergie par *Fermi-LAT* permettraient ainsi de mieux tester le scénario proposé ici et de le comparer aux autres propositions discutées au §5.3.1.

Il serait également très instructif d'étudier les différents types de transitions observées entre les phases *prompte* et rémanente dans les domaines optique (voir §9.4.2) et X (voir chapitre 7, 9.1). A ce sujet, des sursauts tels que GRB 110205A ([Zheng et al. 2012](#); [Gendre et al. 2012](#)) sont très riches en informations et pourraient faire l'objet d'une modélisation détaillée (comme celle que nous avons faite pour GRB 041219A, **Pub. II**).

5.5. Pub. II : A detailed spectral study of GRB 041219A and its host galaxy, D. Götz, S. Covino, R. Hascoët, A. Fernandez-Soto, F. Daigne, R. Mochkovitch and P. Esposito, MNRAS, 413, 2173 (2011)



A detailed spectral study of GRB 041219A and its host galaxy

D. Götz,¹★ S. Covino,² R. Hascoët,³ A. Fernandez-Soto,⁴ F. Daigne,^{3,5}
R. Mochkovitch³ and P. Esposito⁶

¹AIM (UMR 7158 CEA/DSM-CNRS-Université Paris Diderot) Irfu/Service d'Astrophysique, Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

²INAF – Osservatorio Astronomico di Brera, Via E. Bianchi 46, 23807 Merate (LC), Italy

³Institut d'Astrophysique de Paris, UMR 7095 Université Pierre et Marie Curie-Paris 6 – CNRS, 98 bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

⁴Instituto de Física de Cantabria, CSIC-Universidad Cantabria, Avenida de los Castros s/n, 39005 Santander, Spain

⁵Institut Universitaire de France

⁶INAF – Osservatorio Astronomico di Cagliari, località Poggio dei Pini, strada 54, I-09012 Capoterra, Italy

Accepted 2011 January 4. Received 2011 January 4; in original form 2010 October 24

ABSTRACT

GRB 041219A is one of the longest and brightest gamma-ray bursts (GRBs) ever observed. It was discovered by the *INTEGRAL* satellite, and thanks to a precursor happening about 300 s before the bulk of the burst, ground-based telescopes were able to catch the rarely observed prompt emission in the optical and in the near-infrared bands.

Here we present the detailed analysis of its prompt gamma-ray emission, as observed with IBIS onboard *INTEGRAL*, and of the available X-ray afterglow data collected by X-Ray Telescope onboard *Swift*. We then present the late-time multiband near-infrared imaging data, collected at the Telescopio Nazionale Galileo (TNG) and the Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT), that allowed us to identify the host galaxy of the GRB as an underluminous, irregular galaxy of $\sim 5 \times 10^9 M_{\odot}$ at best-fitting redshift of $z = 0.31^{+0.54}_{-0.26}$.

We model the broad-band prompt optical to gamma-ray emission of GRB 041219A within the internal shock model. We were able to reproduce the spectra and light curve invoking the synchrotron emission of relativistic electrons accelerated by a series of propagating shock waves inside a relativistic outflow. On the other hand, it is less easy to simultaneously reproduce the temporal and spectral properties of the infrared data.

Key words: gamma-ray burst: general – gamma-ray burst: individual: GRB 041219A – galaxies: photometry.

1 INTRODUCTION

Gamma-ray bursts (GRBs) were discovered in the late 1960s (Klebesadel, Strong & Olson 1973), and 40 yr later they are still not fully understood (see e.g. Gehrels, Ramirez-Ruiz & Fox 2009, for a recent review). They are short-lived transients (ms to hundreds of seconds) of soft gamma-ray radiation that appear at random directions on the whole sky. A major breakthrough in GRB science has been achieved in the late 1990s, when thanks to the rapid localizations performed by the Italian–Dutch satellite *BeppoSAX* the first transient counterparts, the so-called afterglows, have been discovered at X-ray (Costa et al. 1997), optical (van Paradijs et al. 1997) and radio wavelengths (Frail et al. 1997). These and the subsequent measurements, thanks to the *HETE-II*, *INTEGRAL* and *Swift* satellites, have made it possible to firmly prove the cosmological nature of these sources, being their redshifts, z , distributed in the range (0.1–8.2). Thanks to the distance measurements, the energy and luminosity of GRBs could be determined making them the most

powerful explosions in the Universe, since their isotropically emitted energy E_{iso} spans from 10^{50} to 10^{54} erg (Amati 2007). However, this huge amount of energy request can be reduced in the hypothesis that GRBs are collimated sources (Rhoads 1997), and indeed the detection of some achromatic breaks (e.g. Zeh, Klose & Kann 2006) in the light curves of GRB afterglows further supports this interpretation. From the measure of the break times, the jet opening angles, θ_{jet} , can be derived (Sari, Piran & Halpern 1999), and taking this into account the energy reservoir and its spread can be reduced, clustering around 10^{51} erg (Frail et al. 2001; Bloom, Frail & Kulkarni 2003). In several cases, late bumps in the afterglow light curves have been reported (e.g. Bloom et al. 1999). These bumps have been interpreted as an emerging supernova (SN) component. In a handful of cases, the GRB/SN association has been spectroscopically confirmed (see Woosley & Bloom 2006, for a review). These arguments and the energetic budgets point towards the collapse of a massive ($>30 M_{\odot}$) star as being at the origin of GRBs, at least for the events lasting longer than ~ 2 s (Woosley, Langer & Weaver 1993).

GRB 041219A was detected and localized in real time by the *INTEGRAL* Burst Alert System (IBAS; Mereghetti et al. 2003). The

★E-mail: diego.gotz@cea.fr

2174 *D. Götz et al.*

alert was issued when the burst was still ongoing, and this allowed some robotic telescopes to detect a prompt optical and infrared flash (Blake et al. 2005; Vestrand et al. 2005) whose position was consistent with the IBAS one (Götz et al. 2004).

Only a handful of bursts have been observed in the visible range during the prompt phase, and, as often in GRB physics, it is impossible to identify a single common behaviour (see Yost et al. 2007a,b). GRB 990123 was bright and showed no clear link between the three measurements made during the prompt phase and the gamma-ray data (Akerlof et al. 1999; Briggs et al. 1999). The ‘naked eye burst’ GRB 080319B was even brighter, and may show some correlation with a delay of a few seconds between the optical and the high-energy emission (Racusin et al. 2008). GRB 050820A (Vestrand et al. 2006) and GRB 041219A were much weaker (both in apparent and absolute magnitudes) and their optical fluxes were apparently correlated to the gamma-rays. In these two latter cases, it seems reasonable to believe that the prompt emission can be explained by the same mechanism at high and low energy (Genet, Daigne & Mochkovitch 2007b). Conversely, the two optically bright bursts probably require different physical conditions or/and a different radiative process in the regions emitting the low- and high-energy photons, respectively (Mészáros & Rees 1999; Sari & Piran 1999; Zou, Piran & Sari 2009; Hascoët et al., in preparation).

GRB 041219A is the longest and brightest GRB in the IBAS sample (Vianello, Götz & Mereghetti 2009). Indeed the very good quality of the gamma-ray data allowed Götz et al. (2009) to measure the time-variable high linear polarization of this event in the 200–800 keV energy band, partly confirming previous but less significant results (Kalemci et al. 2007; McGlynn et al. 2007). Here, we present the detailed spectral analysis of the prompt gamma-ray emission of GRB 041219A, as measured by IBIS and SPI-Anti-Coincidence System (ACS) onboard *INTEGRAL* (Winkler et al. 2003), of its X-ray afterglow, as measured by XRT/*Swift*, and the identification of its host galaxy, as observed by the Telescopio Nazionale Galileo (TNG) and the Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT), as well as the modelling of the broad-band, optical to gamma-ray, prompt emission of the GRB.

2 OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

2.1 *INTEGRAL* observations

IBAS triggered at 01:42:17 UTC (from now on T_0) on 2004 December 19 (IBAS Alert # 2073), on a precursor of GRB 041219A indicating a 38.2σ source at RA = 00^h24^m26^s, Dec. = +62°50′06″ ($l = +119^\circ 86'$; $b = +0^\circ 13'$) with a 2.5-arcmin uncertainty. We selected the corresponding *INTEGRAL* pointing (SCWID: 026600780010) and processed the data using the Off-line Scientific Analysis (OSA) software provided by the *INTEGRAL* Science Data Centre (ISDC; Courvoisier et al. 2003) v8.0.

We analysed IBIS (*INTEGRAL* coded mask imager; Ubertini et al. 2003) data. Our analysis is based on data taken with ISGRI (Lebrun et al. 2003), the IBIS low-energy detector array, which is made of CdTe crystals, and is working in the 13 keV–1 MeV energy range, and on PICsIT (Di Cocco et al. 2003) a pixellated CsI detector, working in the 150 keV–10 MeV energy range. In the ISGRI 20–100 keV image, the only detected source is GRB 041219A, which is localized at RA = 00^h24^m27^s, Dec. = +62°50′21″ with a 19″ uncertainty, consistent with the IBAS and the infrared (Blake et al. 2005) positions. We used this position to extract ISGRI spectra in 62 logarithmically spaced bins between 13 keV and 1 MeV. ISGRI light curves have been obtained by binning ($\Delta t = 1$ s) the ISGRI events

in three different energy bands (20–40; 40–100; 100–300 keV). The background has been subtracted by fitting a constant value to these light curves using the data of the same pointing before the bursts itself (i.e. before 01:41:00 UTC).

The source is also clearly detected in the PICsIT single events histograms (252–336 keV band), but the positional uncertainty in this case is larger, and we do not report the PICsIT position here. PICsIT histograms are not suited for spectral extraction in this case, since they are integrated over the entire duration of the pointing (~ 1800 s). For spectral and light curves extraction, we used PICsIT spectral timing data. They have no positional information, since they represent the total count rate of the PICsIT camera in four energy bands (158–208; 208–260; 260–364; 364–676 keV). We used them to extract light curves, rebinned at 4-s intervals. These light curves have been background subtracted by evaluating the background before and after (next pointing) the GRB. The same data have then been used to extract PICsIT spectra by summing the count rates relative to the GRB in four bands and rebinning the PICsIT response matrix in order to cope with available energy bands. Due to the fact that the GRB was in the fully coded field of view, no further corrections were necessary, and the standard ancillary response file could be used. For the spectral analysis, background spectra have been derived by using the pointing before and the pointing after the GRB.

For timing purposes only, we also used the data of the ACS of the *INTEGRAL* spectrometer SPI (Vedrenne et al. 2003). ACS data consist of the total count rate (50-ms time resolution) above ~ 100 keV measured by the 91 bismuth germanate (BGO) scintillator crystals that surround SPI. The crystals are used as the ACS of the spectrometer, but are also capable of detecting high-energy transient events such as bright GRB and SGR bursts (von Kienlin et al. 2003). We computed the ACS light curve with a bin size of 5 s and estimated the background by fitting a constant value to the data of the same pointing excluding the burst itself.

2.2 *Swift*/XRT observations

At the epoch of GRB 041219A, the automated slewing of the *Swift* narrow-field instruments was not enabled yet: for this reason the XRT did not begin collecting data until about 5 h after the IBIS detection. *Swift*/XRT observed the afterglow for roughly 0.6 ks in windowed timing (WT) mode and for about 1 ks in low rate photodiode (LR) mode (see Hill et al. 2004, for more details on the XRT data-taking modes). Given the low count rate, here we only considered WT data.

The data were processed with standard procedures and screening criteria using the XRTPIPELINE (version 0.12.3 under the HEASOFT package 6.6). We extracted the source events from a 40×40 pixels (1 pixel corresponds to about 2.36 arcsec) box along the image strip; a region of the same shape and size, positioned well outside the point spread function of the source, was used to estimate the background. The ancillary response file was generated with XRTMKARF, and it accounts for vignetting and point spread function corrections.

2.3 TNG/NICS observations

The first attempt to identify the host galaxy of GRB 041219A was made through an *H*-band observation of the field of the GRB with the NICS camera mounted on the 3.5-m TNG¹ telescope at La Palma.

¹ <http://www.tng.iac.es/>

Observations of the field of GRB 041219A were performed on 2007 October 15, i.e. a few years after the GRB. The observations were secured under good observing conditions with about 1-arcsec seeing in the *H* band. In total 15 frames with 30-s exposure and number of director integration times (NDIT) = 3 were collected. Data reduction was carried out following standard procedures with the Eclipse package (Devillard 2001). The median of the input frames was derived to obtain a sky frame which was subsequently subtracted from the input frames. Then sub-pixel registration was applied, and a final scientific frame was obtained averaging all input frames. An astrometric solution was derived by a large number of Two Micron All Sky Survey (2MASS)² objects and the final absolute accuracy is about 0.5 arcsec both in RA and Dec. Aperture photometry was computed with tools provided by the GAIA package³ and the absolute calibration was derived by comparison with a suitable number of non-saturated, isolated 2MASS stars in the field.

2.4 CFHT/WIRCam observations

Further observations of the field of GRB 041219A were obtained during the night of 2009 October 6 (program ID: 09BF08) with the WIRCam instrument at the 3.6-m CFHT in Mauna Kea under good sky conditions (seeing 0.5–0.8 arcsec), providing a complete set of photometric images. The region of GRB 041219A was observed in the *Y*, *J*, *H* and *K_s* filters for about 30 min filter^{−1}.

In order to perform sky subtraction, a first stack of the images has been produced using a median of the input images. Saturation masks have been generated looking for saturated pixels in the individual images, in order to discard saturated objects from the catalogues. A global astrometric solution has been found for the whole data set using the 2MASS catalogue as an absolute reference. A single binary mask, masking all the sources detected with SEXTRACTOR, has then been produced, and the sky value for each pixel could be determined. On the sky-subtracted images, relative photometry and astrometry could then be performed. The internal dispersion (difference between same objects coordinates in different images) of the astrometric solution for high signal-to-noise ratio (S/N) objects is small, ~ 0.06 arcsec, and the reference dispersion (difference between the object coordinates in our images and the 2MASS catalogue ones) of the astrometric solution for the high S/N objects is around 0.13 arcsec (similar to the internal accuracy of the 2MASS astrometry).

The stability of the sky emission was not perfect during this run. As a consequence, a number of images show strong large-scale gradients in the background, even after the sky-subtraction, because of the short time-scale fluctuations of sky emission lines. The following procedure was applied to remove this pattern before the combination of the images: we ran SEXTRACTOR on the individual images with a mesh size of 256 pixels and using a very aggressive masking of the objects (produced during the sky-subtraction step). The output background image was then subtracted to the input image.

One stack is finally produced for each of the four filters (*Y*, *J*, *H* and *K_s*). The absolute photometry is then checked: while for the *J*, *H* and *K_s* bands, the 2MASS catalogue has been used as a photometric

GRB 041219A and its host galaxy 2175

reference, for the *Y*-band zero-points have been adopted from CFHT observations of standard stars.⁴

3 ANALYSIS AND RESULTS

3.1 INTEGRAL

3.1.1 Timing analysis

GRB 041219A, being the brightest and longest burst detected by *INTEGRAL*, is the only one for which good PICsIT data are available. Therefore, we included them in our analysis. In this section, we present the analysis of this GRB using both IBIS detector planes and the ACS of the *INTEGRAL* spectrometer.

The light curve of GRB 041219A, as measured by the different high-energy instruments, is shown in Fig. 1. The GRB consists of two main peaks, which are preceded by two precursors, the second of which is detected only in the ISGRI data. The ISGRI data are affected by telemetry saturation for what concerns the first precursor and the two main peaks, hence these light curves are not representative of the true ISGRI recorded flux. PICsIT and ACS data, also shown in Fig. 1, are complementary to the ISGRI ones in the sense that they extend the observable energy range to higher values, but, in view of the globally smaller number of registered counts, they are not telemetry limited on what concerns the two main peaks.

3.1.2 Spectral analysis

ISGRI spectra have been derived for the four different sections of the GRB identified as first and second precursor, and first and second peak, as defined in Table 1. PICsIT spectra were obtained by integrating the spectral timing data over the same time intervals considered for the ISGRI analysis. Only for the first and second peak, PICsIT data have enough statistics to be included in the spectral fits.

The data were grouped with a minimum of 20 counts per energy bin and the spectra were analysed with the XSPEC fitting package version 11.3. A multiplicative factor has been added to the joint fits in order to take into account the instruments inter-calibration. The two data sets never needed to be adjusted by more than 30 per cent. For fitting purposes, a simple power-law model has been considered as a first approach, then an exponential high-energy cut-off has been adopted to better describe the data, and finally a ‘Band’ GRB model (Band et al. 1993) has been used if necessary. The results of the fits are reported in Table 1. Due to the high flux, 3 per cent of systematics has been added to the spectra during the fit.

The first precursor has a very hard spectrum with respect to the rest of the GRB, as is seen also from the light-curves inspection (see Fig. 1). It can be well fitted by a single power-law model, but a slight improvement can be achieved if the spectrum is fitted with a cut-off power-law model, see Table 1. Even if the cut-off energy, E_c , is not well constrained for what concerns its maximal value, a solid lower limit can be derived, as shown by the contour plot (photon index versus cut-off energy) of Fig. 2. The derived (90 per cent) lower limit for the cut-off energy (E_c) is 180 keV, corresponding

² <http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>

³ <http://star-www.dur.ac.uk/~pdraper/gaia/gaia.html>

⁴ <http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/WIRCam/IiwiVersion1Doc.html#Part6>

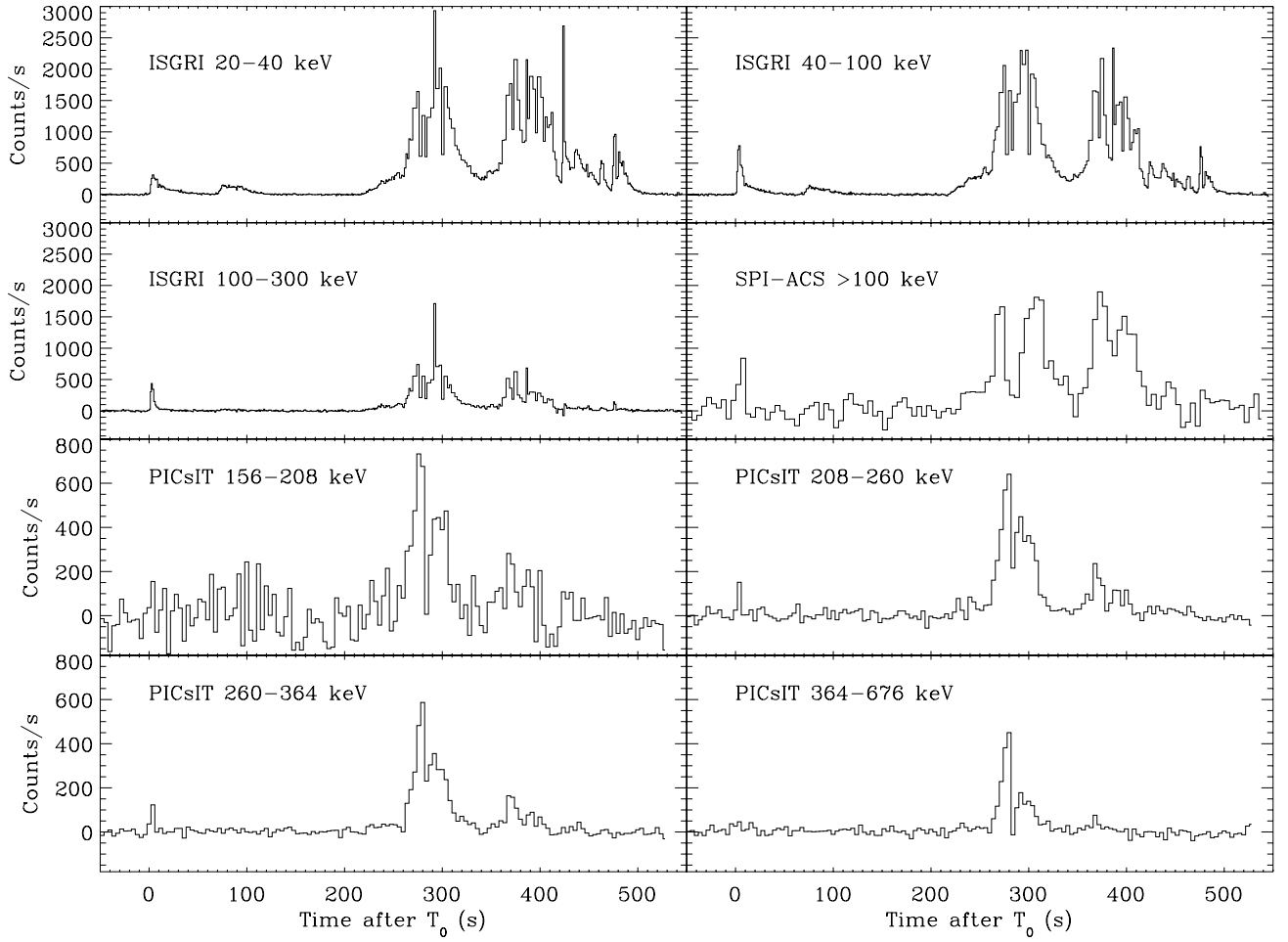
2176 *D. Götz et al.*

Figure 1. Background-subtracted light curve of GRB 041219A as seen by ISGRI, PICsIT and the ACS of SPI in different energy bands. The error bars have been omitted for clarity.

Table 1. *INTEGRAL* spectral parameters. Errors are given at 90 per cent C.L.

Name	T_{Start} (UTC)	T_{Stop} (UTC)	Γ	E_c (keV)	E_{peak} (keV)	χ^2	d.o.f.	PICsIT
First precursor	01:42:17	01:43:12	1.41 ± 0.04	—	—	60.52	49	no
	01:42:17	01:43:12	1.26 ± 0.13	$>180^a$	$>134^a$	57.67	48	no
Second precursor	01:43:27	01:44:12	2.16 ± 0.06	—	—	31.41	44	no
First peak	01:46:22	01:47:40	1.42 ± 0.05	347^{+138}_{-72}	201^{+80}_{-41}	68.37	58	yes
Second peak	01:48:12	01:48:52	1.71 ± 0.06	334^{+195}_{-97}	97^{+56}_{-28}	78.03	52	yes
First peak+ second peak	01:46:02	01:50:42	1.53 ± 0.01	353^{+171}_{-50}	166^{+81}_{-23}	77.59	62	yes

^aThe best-fitting values are 370 and 274 keV for E_c and E_{peak} , respectively.

to an E_{peak} energy⁵ larger than 130 keV, and a best-fitting value of 370 keV, making this part the hardest of the whole GRB.

The second precursor shows a soft spectrum, and it can be described by a simple power-law model without the need of any cut-off. Other models like a blackbody or the quasi-thermal model (see below) can be ruled out [$\chi^2/\text{degrees of freedom (d.o.f.)} = 343.5/46$ and $\chi^2/\text{d.o.f.} = 57.3/42$, respectively]. It is the softest part of the whole GRB, as it is not detected above 100 keV.

The first main peak is very bright, and in this case the single power-law fit can be excluded ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 116.63/59$), while the cut-off power-law model and the Band model give an equally good representation, with $\chi^2/\text{d.o.f.} = 72.29/58$ and $\chi^2/\text{d.o.f.} = 72.11/57$. But having the Band model an extra d.o.f., and being the parameter β not well constrained, in Table 1 we report only the fits done using the cut-off power-law model. The simultaneous ISGRI and PICsIT best-fitting model and data are shown in Fig. 3.

The second peak is fainter and softer than the first one. As for the first peak, it can equally well be fit by a Band model or by a cut-off power law, and the best fit of the joint ISGRI/PICsIT data

⁵ E_{peak} is given by $(2-\Gamma) \times E_c$ in this case.

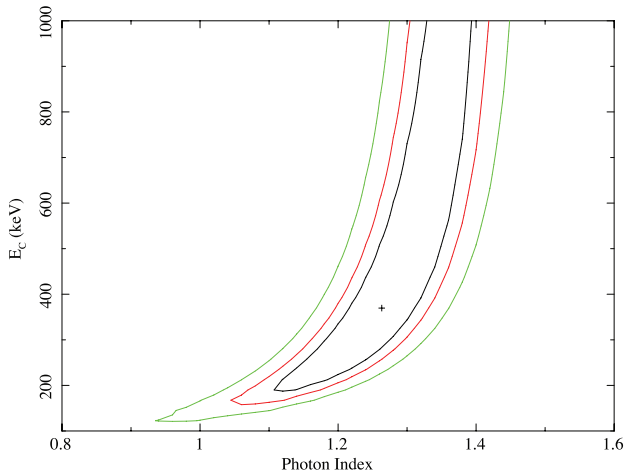


Figure 2. Confidence contours (68, 90 and 99 per cent C.L.) of the cut-off energy E_c versus the photon index Γ for the ISGRI fit of the first precursor.

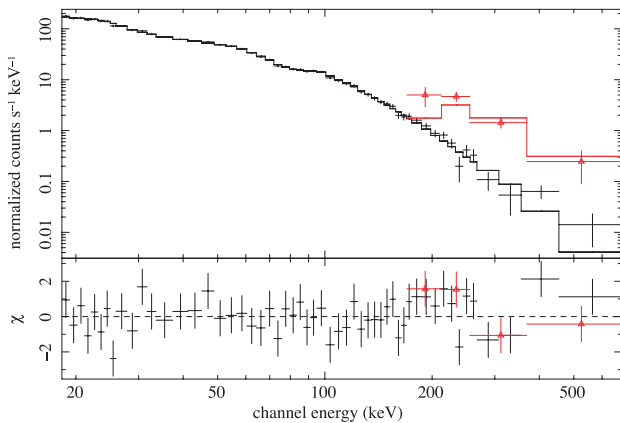


Figure 3. Simultaneous ISGRI/PICsIT spectral fit of the first peak of GRB 041219A. In the upper panel, the data points (crosses for ISGRI and triangles for PICsIT) are compared to the best-fitting model, while the lower panel represents the residuals with respect to the fit.

is reported in Table 1. The simple power-law model, on the other hand, is excluded ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 103.97/54$). The derived E_{peak} in this case is significantly smaller than the one derived for the first peak, as can be seen by comparing the two values in Table 1.

The average ISGRI/PICsIT spectrum of the two main peaks is also well fitted by a cut-off power law, and its parameters are also reported in Table 1. Its fluence in the 20–200 keV energy band is $2.5 \times 10^{-4} \text{ erg cm}^{-2}$. The bolometric (1 keV–10 MeV) fluence of the whole GRB is $\sim 5 \times 10^{-4} \text{ erg cm}^{-2}$. The derived spectral parameters can be used to determine the pseudo- z (Atteia 2003; Pélagion et al. 2006) for GRB 041219A, which results to be 0.19 ± 0.06 . Using this distance estimator the isotropic equivalent energy released by this GRB would be of the order of $2 \times 10^{52} \text{ erg}$.

We note that, except for the first precursor, the spectral parameters derived here are compatible within the errors with the ones derived by McBreen et al. (2006), obtained using the germanium spectrometer, SPI, onboard *INTEGRAL*. The differences for the first precursor, that in our analysis is softer, may result from the much

GRB 041219A and its host galaxy 2177

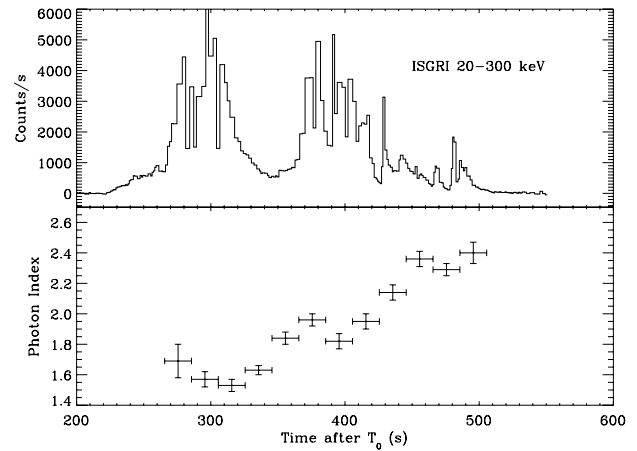


Figure 4. Time resolved spectral analysis of the IBIS/ISGRI data. The derived photon index values are plotted against time (lower panel), and the 20–300 keV light curve is plotted in the upper panel, as a reference.

better statistics we have at low energies in the current analysis. Furthermore, using the quasi-thermal model, composed by the sum of a blackbody and a power law, for modelling the rest of the GRB, as proposed by the same authors, we cannot confirm their findings in terms of blackbody temperatures, obtaining $kT = 16 \pm 6 \text{ keV}$ for the first peak and $kT = 19 \pm 5 \text{ keV}$ for the second, while they obtain much higher values.

Thanks to the fact that GRB 041219A is very bright, we have been able to perform a detailed time-resolved analysis. We extracted contiguous spectra integrated over 20 s during the main GRB emission (i.e. excluding the precursors). Due to the lower S/N, the spectra were just fitted with simple power-law models. The results are presented in Fig. 4. As can be seen, a classical hard-to-soft evolution is observed, and we note that the photon index Γ evolves from about 1.5 to about 2.5, indicating that while E_{peak} decreases during the burst (as indicated by the values in Table 1) it literally crosses the IBIS/ISGRI energy domain, since the values of Γ measured at the end of the burst are likely to be the asymptotic value of the β parameter of the Band function.

3.2 X-ray afterglow

The observed net count rate during the WT mode observations was as low as $0.60 \pm 0.03 \text{ count s}^{-1}$ between 0.3 and 10 keV, so no pile-up correction was necessary. The data were grouped with a minimum of 20 count per energy bin. Given the paucity of counts, we fit a simple model to the data: a power law corrected for absorption. We obtained the following best-fitting ($\chi^2_v = 1.0$ for 14 d.o.f.) parameters: absorbing column $(1.5 \pm 0.3) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ and photon index $\Gamma = 1.9 \pm 0.3$. The observed (not corrected for absorption) 0.3–10 keV flux was $\sim 4.1^{+0.2}_{-0.6} \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at $T_0 + 5 \text{ h}$, while the absorption corrected one was $\sim 6.9^{+0.3}_{-1.0} \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. All uncertainties are quoted at 1σ confidence level. We note that the absorbing column density we derive is larger than the value reported by Kalberla et al. (2005) ($\sim 8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$), but the two values are compatible at a $\sim 2\sigma$ level, and the resolution of the Leiden/Argentine/Bonn (LAB) H I survey, being of the order of 0.6, is too coarse for clumpy low-latitude Galactic regions. But the difference may also be accounted for by the absorption within the GRB host galaxy, being this excess value typical of GRB afterglows (e.g. Campana et al. 2010).

2178 *D. Götz et al.*

3.3 Near-infrared photometry

We have observed the field of GRB 041219A, obtaining first *H*-band photometry with the NICS camera at the Italian TNG, as well as later photometry in the *YJHK_s* bands with WIRCam mounted at the CFHT. One object is clearly detected in our images with a position compatible with the one of the prompt infrared flash (Blake et al. 2005).

Data corresponding to this object (labelled ‘Object 3’, see Fig. 5) are listed in Table 2. We only list the CFHT results, whose higher quality supersedes the TNG data. We must remark that the position of this source is within the Galactic plane ($|b| < 1^\circ$), and thus it is expected to be heavily reddened.

3.3.1 Object identification

We have compared the *YJHK_s* colours of Object 3 to several models of different galaxy types, in order to obtain some information about the probable redshift and spectral type. In Fig. 6 we present the results of such comparison. We have performed the same analysis for two nearby objects (labelled 1 and 2, and already noticed by Blake et al. 2005), but they were not compatible with typical colours of galaxies of any type. The objects have been dereddened using the local value as given in Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998), which yields $E(B - V) = 1.858$ and $A_V = 5.760$ mag – the correction is also shown in the plots. Given the low Galactic latitude of the GRB and the coarse resolution of the Schlegel maps (2°), we checked the

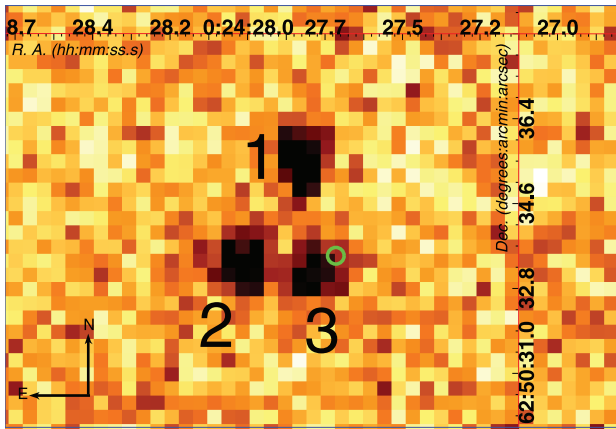


Figure 5. CFHT/WIRCam K_s -band image of the region around GRB 041219A. The circle represents the position of the GRB infrared flash, as derived by Blake et al. (2005). The black labels correspond to the three objects discussed in the text.

Table 2. Data corresponding to the GRB host, as obtained through our CFHT observations. All magnitudes are given in the Vega-based Johnson system, and are not corrected for Galactic extinction.

Parameter	Value
RA (J2000)	$00^h 24^m 27.6^s$
Dec. (J2000)	$+62^\circ 50' 33.5''$
<i>Y</i>	22.16 ± 0.35
<i>J</i>	20.81 ± 0.20
<i>H</i>	19.73 ± 0.17
<i>K_s</i>	18.86 ± 0.12

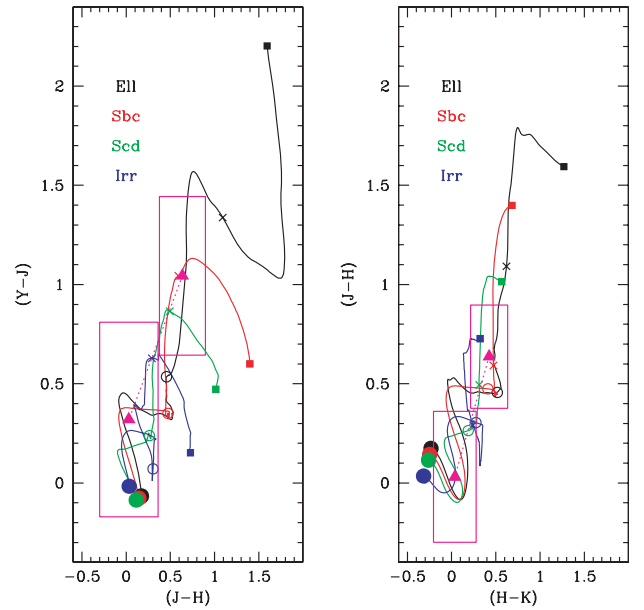


Figure 6. Four-band *YJHK* colour–colour diagrams for the afterglow host. In both panels, we present the AB-magnitude colour tracks for different galaxy templates, ranging from elliptical to irregular as indicated in the legend therein. Each track begins at redshift $z = 0$, in the position marked with a filled circle, close to colour = 0. From there the redshift increases, passing through $z = 1$ (empty circle), $z = 2$ (cross), and reaching $z = 3$ (filled square). The observed and dereddened colours of the GRB host are marked with triangles, surrounded by boxes which indicate the associated 1σ errors. We have added in quadrature an extra error in the dereddened colours to include the uncertainty in the reddening value, assuming a 10 per cent uncertainty in each term.

absorption value against our X-ray afterglow observations applying the relation between optical extinction and hydrogen column density derived by Güver & Özel (2009), $N_H \text{ (cm}^{-2}\text{)} = (2.21 \pm 0.09) \times 10^{21} A_V \text{ (mag)}$. Using the N_H value derived from our X-ray afterglow observations, we obtain $A_V = 6.8 \pm 1.6$ mags, which is compatible within the errors with the value derived by Schlegel et al. (1998), that has hence been used as the reference value in this work.

Fig. 6 shows that the dereddened colours of Object 3 are compatible with moderate redshift solutions. We have indeed used the photometric redshift code by Fernández-Soto, Lanzetta & Yahil (1999) to estimate the redshift and basic properties of the host galaxy, finding that the best-fitting solution corresponds to an irregular galaxy template at redshift $z = 0.31^{+0.54}_{-0.26}$. We must remark, however, that there is a high degeneracy of the models in that region of colour space, which renders possible a large subset of galaxy models, spanning from early-type galaxies at low redshifts ($z \sim 0.1$ – 0.5) to late-type models at moderate redshifts ($z \sim 0.2$ – 1.8). Indeed by taking all the possible galaxy types into account, the best-fitting redshift is $z = 0.3$, with a bimodal 1σ confidence interval in the ranges 0.1 – 1.1 and 1.3 – 1.7 (secondary minimum). The uncertainties are estimated by evaluating the observed photometric uncertainties, that are included in the fitting procedure, and the systematic ones, induced by the inability of the spectral templates to include all the variability present in galaxy spectra. Fernández-Soto et al. (2002), using *BVR_IJHK* data, showed that the latter could be modelled with a normal error distribution with a variable sigma $\sigma(z)/(1+z) \approx 0.065$. Given our similar setup, but the different wavelength coverage, we estimate that $\sigma(z)/(1+z) \approx 0.10$ is an adequate assessment of the systematic

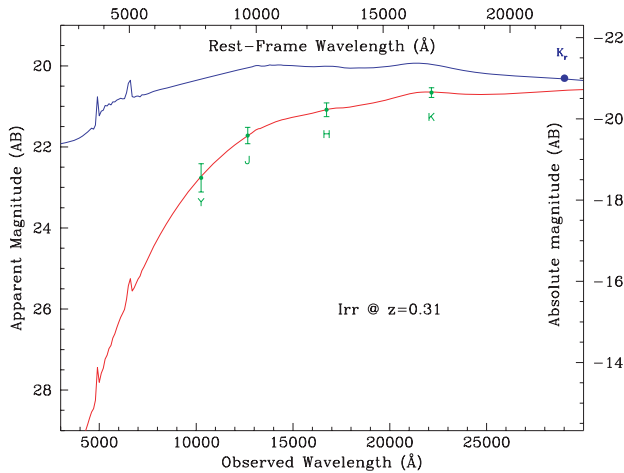


Figure 7. Observed photometry of the GRB 041219A host galaxy, together with our best-fitting spectrum, corresponding to an irregular galaxy at redshift $z = 0.31$. We also include in the plot the dereddened spectrum (upper line), corresponding to an intrinsic, rest-frame absolute magnitude $K = -21$ AB.

error. Using this estimate and convolving the two error terms as in Fernández-Soto et al. (2002), we calculated the confidence interval mentioned above.

However, there are other pieces of information that help in solving this degeneracy. In particular, an application of the Amati relation (Amati et al. 2002) clearly prefers the redshift range $z < 0.5$, and the pseudo-redshift technique (see Section 3.1.2) yields a value $z = 0.19 \pm 0.06$.⁶ In addition, regarding the spectral properties, an early-type galaxy is, according to previous experience (e.g. Savaglio, Glazebrook & Le Borgne 2009), less likely to be the host of a long GRB.

Taking all this information into account, we have adopted the best-fitting $z = 0.31$ as reference value for the redshift and an irregular template as the spectral choice. With these values, we show in Fig. 7 the intrinsic and observed spectrum of such an object. As can be seen, the photometry fits the observations perfectly, and we can derive an absolute rest-frame K -band magnitude $K = -21.0$ AB, which corresponds approximately to a $\sim 0.1L^*$ (Fontana et al. 2006) galaxy, and, using a simple relation (e.g. Savaglio et al. 2009), to a mass of $\sim 5 \times 10^9 M_\odot$. The derived redshift yields a luminosity distance of 1.6 Gpc (for $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) and a total isotropic emitted energy $E_{\text{iso}} \sim 10^{53} \text{ erg}$ (1 keV–10 MeV). However, taking the uncertainty on the photometric redshift into account, the allowed intervals for the quantities cited above are $[-16.5, -23.6]$ for the K AB magnitude, $[3 \times 10^7, 7 \times 10^{10}] M_\odot$ for the mass and $[2 \times 10^{51}, 2 \times 10^{54}] \text{ erg}$ for E_{iso} .

3.4 Broad-band SED modelling of the prompt emission

3.4.1 Constructing the broad-band SED

Thanks to the rapid response to the IBAS alert of the RAPTOR telescope, Vestrand et al. (2005) were able to measure the optical emission of GRB 041219A during its prompt phase. There are three

⁶ Those two indicators are not independent, as the Amati relation is one of the factors taken into account in the calculation of the pseudo-redshift as described by Atteia (2003).

GRB 041219A and its host galaxy 2179

R -band data points and two upper limits that indicate that the optical emission is variable and likely correlated to the gamma-ray one (see fig. 3 of their paper). Blake et al. (2005) recorded the emission of GRB 041219A in three infrared bands, but just on the very final part of the prompt gamma-ray emission. We use these visible and infrared data in conjunction to those at high energy presented in this work to build the broad-band spectral energy distribution (SED) of the prompt GRB emission at different times.

To do this, we extracted four gamma-ray spectra corresponding to the three time periods where the optical emission has been recorded, and to the one where the infrared data are available. In Table 3, we report the selected time intervals we used and the results of the fits. The infrared data have been dereddened using the same parameters as in Section 3.3.1.

For the first three intervals, a cut-off power-law model was needed to fit the gamma-ray data, while for the last one no cut-off could be measured, and as stated before we may be measuring the β parameter of a Band function (see Section 3.1.2).

3.4.2 Modelling the prompt emission of GRB 041219A

To model the SED of the prompt phase of GRB 041219A from the infrared to the gamma-ray range, we have considered the standard scenario of internal shocks (Rees & Mészáros 1994) assuming that the observed radiation comes from the synchrotron emission of shock accelerated electrons (Piran 1999; Bošnjak, Daigne & Dubus 2009). In order to reproduce the complex time history of the burst, we have supposed that the initial Lorentz factor distribution in the relativistic outflow is made of a succession of elementary injections. The kinetic power is not the same for all injection phases but remains constant during one given episode (see top panel of Fig. 8). The total injected kinetic energy is $E_{\text{kin}} = 1.95 \times 10^{54} \text{ erg}$. The adopted micro-physical parameters, which are necessary to estimate typical values for the post-shock electron Lorentz factor and local magnetic field, are $\epsilon_e = 0.33$, $\epsilon_B = 0.0033$ and $\zeta = 10^{-3}$ (fraction of electrons which are accelerated). The spectrum for each individual shock is computed using the standard synchrotron prescriptions of Sari, Piran & Narayan (1998).

Each elementary injection episode develops its own system of internal shocks, and a fraction ϵ_e of the dissipated energy is then radiated by the electrons resulting in a simulated gamma-ray light curve represented in the middle panel of Fig. 8 (see Daigne & Mochkovitch 1998, for a detailed description of the model). We do not try to get an exact fit of the observed light curve, but it can be seen in Fig. 8 that the different phases and corresponding levels of the prompt activity are correctly reproduced.

The simulated spectra for the first three time intervals are also in reasonable agreement with the observations (Fig. 8, bottom panel) while the infrared data during the final interval appear more difficult to reproduce (see Section 3.4.4 below). The adopted slope for the population of accelerated electrons is $p = 2.8$ in order to get the correct photon spectral index in the fourth interval, assuming that it indeed represents the β parameter of a Band function. In the other intervals, we have no way to constrain β . We have then kept the same value $p = 2.8$. The maximum of each spectrum (in νF_ν) is located at the synchrotron frequency ν_m while the evolving cooling frequency ν_c remains located between ν_m and the optical domain. This allows us to reproduce the different optical levels in the first three time intervals. Also note that the self-absorption frequency ν_a always remains well below the optical band.

2180 *D. Götz et al.***Table 3.** Derived gamma-ray spectral parameters, optical and infrared fluxes for the four intervals with simultaneous optical and infrared data.

Selected time interval (UTC)	Time since T_0 s	Γ	E_c (keV)	E_{Peak} (keV)	$\chi^2/\text{d.o.f}$	Flux density ^a (filter) (mJy)
01:45:43–01:46:56	211–284	1.3 ± 0.1	251^{+198}_{-74}	175^{+139}_{-51}	50.6/56	2.9 ± 0.8 (R_C)
01:47:08–01:47:38	296–326	1.44 ± 0.08	336^{+212}_{-101}	188^{+118}_{-56}	50.6/56	10.3 ± 1.1 (R_C)
01:47:51–01:49:04	339–412	1.79 ± 0.07	401^{+311}_{-133}	84^{+58}_{-53}	67.0/56	3.8 ± 0.8 (R_C)
01:49:16–01:51:54	424–582	2.41 ± 0.03	–	–	56.9/46	<1.1 (R_C); 1.7 ± 0.1 (J); 2.0 ± 0.1 (H); 2.6 ± 0.1 (K_s)

^aCorrected for Galactic absorption (see text). R_C data points are taken from Vestrand et al. (2005), while the infrared data points are taken from Blake et al. (2005).

3.4.3 Deceleration by the external medium

The discussion presented in the last section only takes into account internal shocks and neglects the deceleration effect by the burst circumstellar medium. This is justified as long as the typical radius of internal shocks is smaller than the deceleration radius. In the case of GRB 041219A, which had a very long duration and varied over a wide range of time-scales (from less than one second to several tens of seconds), this condition implies that the burst environment must have a low density: $n < 0.1 \text{ cm}^{-3}$ for a uniform medium and $A_* < 0.01$ for a stellar wind, where A_* is the wind parameter $A = \dot{M}/4\pi v$ normalized to $5 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-1}$ which is the value expected for a standard Wolf–Rayet wind having $\dot{M} = 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ and $v = 1000 \text{ km s}^{-1}$ (Chevalier & Li 1999; Eldridge et al. 2006). These limits are quite restrictive, and, if the density is larger, the reverse shock will propagate inside the jet before the end of the prompt phase, therefore affecting the dynamics.

Hence we tried to model the temporal and spectral properties of GRB 041219A in the case where the deceleration effect of the external medium cannot be neglected. To follow the dynamical evolution of the ejecta, we then adopt the method developed by Genet, Daigne & Mochkovitch (2007a). The reverse and internal shocks are now contemporaneous and their interaction modifies the observed emission: the location and intensity of the pulses in the gamma-ray profile are changed, some are suppressed and others are created by late additional collisions in the decelerating flow. As a result, a new initial distribution of the Lorentz factor (Fig. 9, top panel) must be adopted to recover the main features of the temporal profile. The micro-physical parameters for the reverse shock are identical to those adopted for internal shocks. This assumption seems reasonable since the reverse shock, which is mildly relativistic and propagates within the ejecta, is very similar to internal shocks.

Satisfactory results for the temporal and spectral properties of GRB 041219A can then be obtained with a denser environment. Fig. 9 presents an example of a possible solution for a wind like medium with $A_* = 0.1$.

3.4.4 Infrared emission

The infrared flare detected during time interval 4 (see Table 3) cannot be easily explained by internal shocks. Its soft spectral slope (photon index $\Gamma_{\text{IR}} \sim 1.7$) differs from the gamma to optical average slope ($\Gamma_{\text{gamma-opt}} \simeq 1$) and the limited data do not allow us to assess its level of correlation with the high-energy emission.

We therefore checked if it could be accounted for by a contribution from the forward shock. Then, the soft spectral slope can be reproduced but getting the correct time evolution appears very challenging. The late rise of the flare imposes too low values of the Lorentz factor and/or external density and moreover the observed variability of the infrared flux following flare maximum is not ex-

pected from the forward shock (see however Fan, Zhang & Wei 2005).

The infrared flare may also come from a late collision in the flow but it is now not easy to get the right photon index. The observed Γ_{IR} is close to 3/2 which would imply that v_c is below the infrared domain whereas it was required to be above the optical at earlier times. Such a variation of v_c is not expected, except if the micro-physical parameters can vary by large factors during the propagation of the outflow.

One could also try to solve the problem within a different framework, where the infrared–optical and gamma-ray components result from different radiative mechanisms. For example in the Synchro-Self Compton scenario, the low-energy photons correspond to synchrotron emission from relativistic electrons while the gamma-rays result from Inverse Compton (IC) scatterings of the synchrotron photons by the same electron population. This scenario has been considered for the naked eye burst GRB 080319B (Kumar & Panaitescu 2008; Racusin et al. 2008; Zou et al. 2009). However, it has been shown that in this case most of the dissipated energy is boosted in the GeV–TeV range by a second IC scattering (leading to an energy crisis; Piran, Sari & Zou 2009). Moreover, if this was the common scenario for GRBs, a second peak at high energy would then be expected for most GRBs, which has not been confirmed by Fermi observations. Another possibility has been proposed by Zheng, Lu & Zhao (2006). In their model, the gamma-rays penetrate an electron cloud (produced in the SN explosion prior to the GRB) and are partially converted into lower energy photons by successive Compton scatterings.

3.4.5 Precursor activity

As can be seen from Fig. 4, where the photon indices of all the spectra have been plotted versus time, there is a clear spectral evolution from hard to soft during the burst, superimposed on an intensity–hardness correlation, where the hardest spectra appear in correspondence with the peaks in the light curve. This ‘classical’ evolution is however in contradiction with what is measured for the two precursors. If we take them into account, the hardest part of the GRB is represented by the first precursor and the softest one by the second precursor. Then the GRB becomes again very hard.

Precursors have been subject to different definitions in the past. For instance, Koshut et al. (1995) define precursors as events that are dimmer than the main GRB peak and for which there is a background interval at least as long as the main event. This does not strictly apply to GRB 041219A. On the other hand, Lazzati (2005) identifies precursors as events that contain 0.1–1 per cent of the counts with respect to the main event, and are separated by a period of quiescence without duration constraints. Our two precursors fit these requirements, since we find that they contain 1–2 per cent and less than 1 per cent of the total GRB flux, respectively.

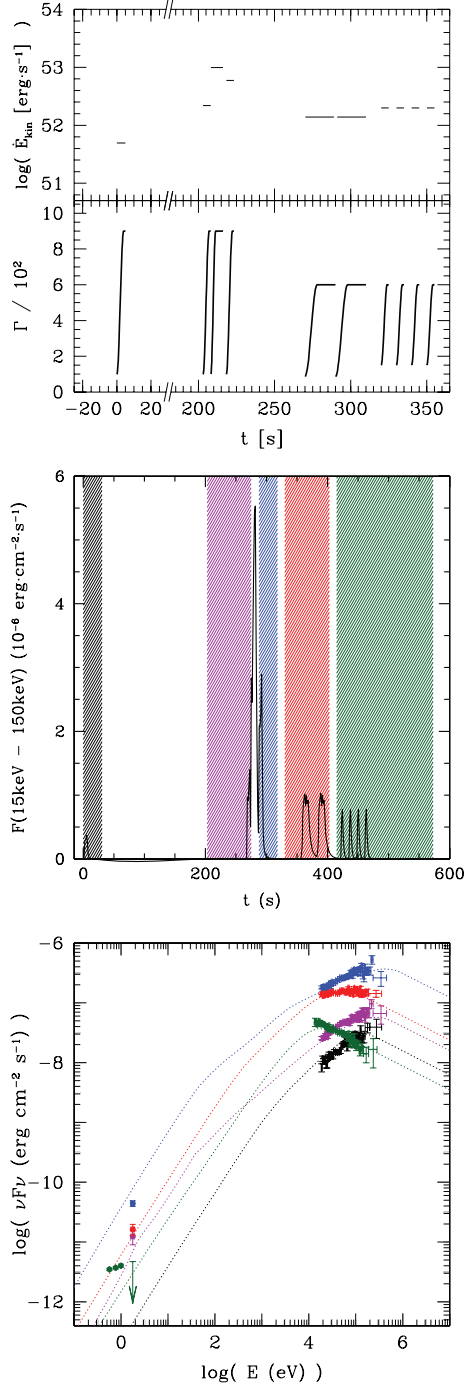


Figure 8. Model for the prompt emission of GRB 041219A. The top panel shows the adopted initial distribution of the Lorentz factor in the flow together with the value of the kinetic power for each injection episode as a function of the injection time t_{inj} . The middle panel represents the corresponding synthetic light curve in the 15–150 keV interval as a function of observer time t after T_0 . The five coloured areas represent the integration times for the spectra in the lower panel. Except for the first interval they also correspond to the integration times of the optical measurements. The lower panel compares the five synthetic spectra to the multiwavelength data. The *JHK* fluxes were obtained during the last time interval where the burst was not detected in the optical band.

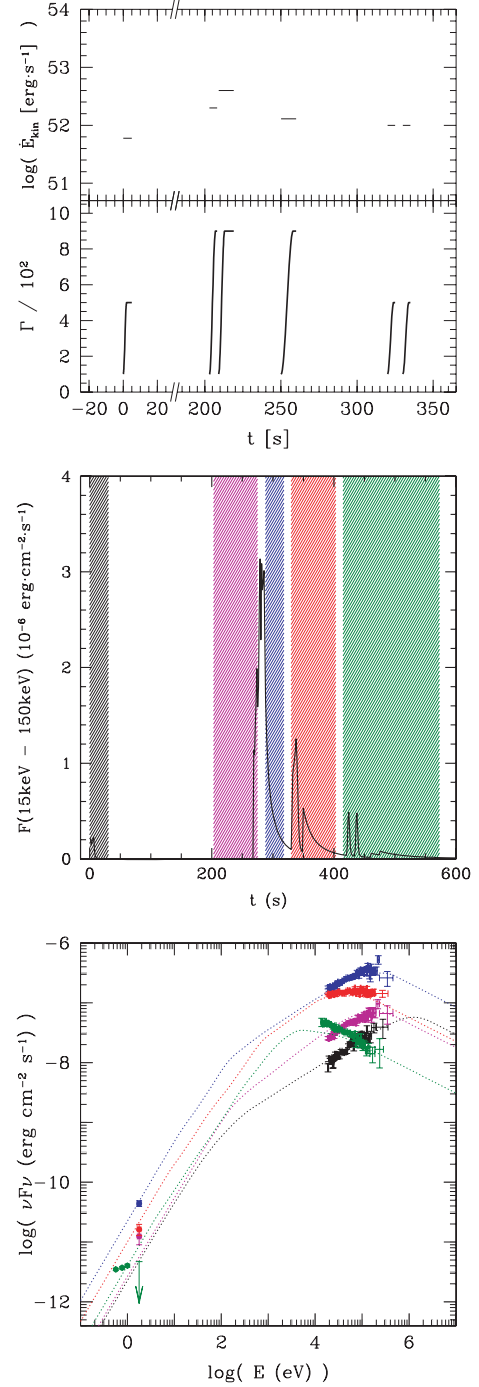


Figure 9. Same as Fig. 8, with deceleration by a wind-like external medium ($A_* = 0.1$).

Precursors of thermal origin are expected in GRBs, due to the photospheric emission of the fireball when it becomes transparent (e.g. Daigne & Mochkovitch 2003) and may have been observed in the past (e.g. Murakami et al. 1991). However, in our case neither the first nor the second precursor can be fitted with thermal spectra, and, in addition, the large delay between the precursors and the

2182 *D. Götz et al.*

main emission is much longer than what is expected for thermal precursors.

Different models have been invoked to explain non-thermal precursors. Waxman & Mészáros (2003) and Ramirez-Ruiz, MacFadyen & Lazzati (2002) propose that they are associated with the jet breakout of the stellar envelope, but the predicted delay between the precursor and the main GRB component is again too short to be applied to GRB 041219A (Wang & Mészáros 2007).

More generally, the ultra relativistic motion contracts so much the durations for the observer, that long delays are unreachable in all models where the same ejected material is supposed to radiate at different stages of its propagation to successively produce the precursor and the prompt emission. Therefore, considering the similarity between the spectral properties of the precursors and the main emission – as also pointed out by Burlon et al. (2008), Burlon et al. (2009) using BATSE and *Swift* bursts – we are left with a scenario of intermittent central engine activity, which remains to be explained in the context of the collapsar model.

4 CONCLUSIONS

We presented a detailed spectral and temporal analysis of GRB 041219A using IBIS and SPI-ACS onboard *INTEGRAL*. We have shown that the burst presents three spectrally distinct phases (two precursors and a main event) that are separated by two long intervals of inactivity. We have analysed the available X-ray afterglow data of GRB 041219A constraining the column density in the direction of this burst located at low Galactic latitude. We performed a near-infrared observation campaign of the error region of the source, using TNG and CFHT, and identified the host galaxy of the GRB. Thanks to our multiband photometry, we modelled the host galaxy and classified it as an underluminous, likely irregular galaxy at redshift $z = 0.31^{+0.54}_{-0.26}$. Using this distance estimate, we were able to build the SED of the prompt emission of GRB 041219A from the near-infrared to the gamma-rays.

Our modelling of the light curves and broad-band spectra obtained for GRB 041219A shows that the prompt optical and gamma-ray emission can be explained with a common mechanism: synchrotron radiation from shock-accelerated electrons in internal shocks. However, we point out that, due to the long duration of this burst, it is highly probable that the deceleration of the outflow by the external medium will start before the end of internal shocks. Our analysis shows that a more realistic scenario taking into account this effect still agrees with the observations. The observed gamma-ray and optical flux would then be a combination from internal and reverse shock contributions. Our modelling has been performed with an adopted redshift $z = 0.3$. Similar results would be obtained for a different z in the interval 0.05–0.85 (see Section 3.3.1) with a suitable adjustment of the model parameters (E_{kin} and microphysics parameters).

The late near-infrared data are more puzzling. The observed variability appears incompatible with a forward shock origin. On the other hand, the measured spectral slope is difficult to reproduce by the contribution of late internal shocks or the reverse shock, except if one assumes that the microphysics parameters in the outflow can vary significantly during propagation. Finally, the early episodes in the gamma-ray light curve are not compatible with most models of precursor activity (photospheric emission, shock breakout, etc.) due to the very long delay before the main event. This would point out to a central engine having several distinct episodes of relativistic ejection.

ACKNOWLEDGMENTS

Based on observations with *INTEGRAL*, an ESA project with instruments and science data centre funded by ESA member states (especially the PI countries: Denmark; France; Germany; Italy; Switzerland and Spain), Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the USA, and on observations obtained with WIRCam, a joint project of CFHT, Taiwan, Korea, Canada, France, at the CFHT which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii. ISGRI has been realized and maintained in flight by CEA-Saclay/IRFU with the support of CNES. DG, FD and RM acknowledge the French Space Agency (CNES) for financial support. RH is funded by the research foundation from 'Capital Fund Management'. PE acknowledges financial support from the Autonomous Region of Sardinia through a research grant under the program PO Sardegna FSE 2007–2013, L.R. 7/2007 'Promoting scientific research and innovation technology in Sardinia'. AFS acknowledges support from the Spanish MICINN projects AYA2006-14056 and Consolider-Ingenio 2007-32022, and from the Generalitat Valenciana project Prometeo 2008/132, and the kind hospitality of the Observatori Astronòmic de la Universitat de València during the development of this work. The authors are grateful to Valentina Bianchin and Luigi Foschini for providing help in PICsIT data reduction, and to the TERAPIX team (<http://terapix.iap.fr/>) for providing the CHFT/WIRCam data reduction.

REFERENCES

- Akerlof C. et al., 1999, *Nat*, 398, 400
- Amati L., 2007, *MNRAS*, 372, 233
- Amati L. et al., 2002, *A&A*, 390, 81
- Arnaud K. A., 1996, in Jacoby G. H., Barnes J., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V*. Astron. Soc. Pac, San Francisco, p. 17
- Atteia J. L., 2003, *A&A*, 407, L1
- Band D. et al., 1993, *ApJ*, 413, 281
- Blake C. H. et al., 2005, *Nat*, 435, 181
- Bloom J. S. et al., 1999, *Nat*, 401, 453
- Bloom J. S., Frail D. A., Kulkarni S. R., 2003, *ApJ*, 594, 674
- Bošnjak Ž., Daigne F., Dubus G., 2009, *A&A*, 498, 677
- Briggs M. S. et al., 1999, *ApJ*, 524, 82
- Burlon D., Ghirlanda G., Ghisellini G., Lazzati D., Nava L., Nardini M., Celotti A., 2008, *ApJ*, 685, L19
- Burlon D., Ghirlanda G., Ghisellini G., Greiner J., Celotti A., 2009, *A&A*, 505, 569
- Campana S., Thöne C. C., de Ugarte Postigo A., Tagliaferri G., Moretti A., Covino S., 2010, *MNRAS*, 402, 2429
- Chevalier R. A., Li Z., 1999, *ApJ*, 520, L29
- Costa E. et al., 1997, *Nat*, 387, 738
- Courvoisier T. J.-L. et al., 2003, *A&A*, 411, L53
- Daigne F., Mochkovitch R., 1998, *MNRAS*, 296, 275
- Daigne F., Mochkovitch R., 2003, *MNRAS*, 336, 1271
- Devillard N., 2001, in Harnden F. R. Jr, Primini F. A., Payne H. E., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 238, Astronomical Data Analysis Software and Systems X*. Astron. Soc. Pac, San Francisco, p. 525
- Di Cocco G. et al., 2003, *A&A*, 411, L189
- Eldridge J. J., Genet F., Daigne F., Mochkovitch R., 2006, *MNRAS*, 367, 186
- Fan Y. Z., Zhang B., Wei D. M., 2005, *ApJ*, 668, L25
- Fernández-Soto A., Lanzetta K. M., Yahil A., 1999, *ApJ*, 513, 34
- Fernández-Soto A., Lanzetta K. M., Chen H.-W., Levine B., Yahata N., 2002, *MNRAS*, 330, 889

GRB 041219A and its host galaxy 2183

- Fontana A. et al., 2006, *A&A*, 459, 745
- Frail D. A. et al., 1997, *Nat*, 483, L91
- Frail D. A. et al., 2001, *ApJ*, 562, L55
- Gehrels N. et al., 2004, *ApJ*, 611, 1005
- Gehrels N., Ramirez-Ruiz E., Fox D. B., 2009, *ARA&A*, 47, 567
- Genet F., Daigne F., Mochkovitch R., 2007a, *MNRAS*, 381, 732
- Genet F., Daigne F., Mochkovitch R., 2007b, *A&A*, 471, 1
- Götz D., Mereghetti S., Shaw S., Beck M., Borkowski J., 2004, *GRB Coordinates Network*, 2866
- Götz D., Laurent P., Lebrun F., Daigne F., Bošnjak Ž., 2009, *ApJ*, 695, L208
- Güver T., Özel F., 2009, *MNRAS*, 400, 2050
- Hill J. E. et al., 2004, in Flanagan K. A., Siegmund O. H. W., eds, *Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 5165, X-ray and Gamma-ray instrumentation for Astronomy XIII*. SPIE, Bellingham, p. 217
- Kalberla P. M. W., Burton W. B., Hartmann D., Arnal E. M., Bajaja E., Morras R., Pöppel W. G. L., 2005, *A&A*, 440, 775
- Kalemci E., Boggs S. E., Kouveliotou C., Finger M., Baring M. G., 2007, *ApJS*, 169, 75
- Klebesadel R. W., Strong I. B., Olson R. A., 1973, *ApJ*, 182, L85
- Koshut T. M., Kouveliotou C., Paciesas W. S., van Paradijs J., Pendelton G. N., Briggs M. S., Fishman G. J., Meegan C. A., 1995, *ApJ*, 452, 145
- Kumar P., Panaitescu A., 2008, *MNRAS*, 391, L19
- Lazzati D., 2005, *MNRAS*, 357, 772
- Lebrun F. et al., 2003, *A&A*, 411, L141
- McBreen S., Hanlon L., McGlynn S., McBreen B., Foley S., Preece R., von Kienlin A., Williams O. R., 2006, *A&A*, 455, 433
- McGlynn S. et al., 2007, *A&A*, 466, 895
- Mereghetti S., Götz D., Borkowski J., Walter R., Pedersen H., 2003, *A&A*, 411, L291
- Mészáros P., Rees M. J., 1999, *ApJ*, 306, L39
- Murakami T., Inoue H., Nishimura J., van Paradijs J., Fenimore E. E., 1991, *Nat*, 350, 592
- Pélangéon A., Attéia J. L., Lamb D. Q., Hete-2 Science Team, 2006, in Holt S. S., Gehrels N., eds, *AIP Conf. Proc. 836, Gamma-Ray Bursts in the Swift Era*. Am. Inst. Phys., New York, p. 149
- Piran T., 1999, *Phys. Rep.*, 314, 575
- Piran T., Sari R., Zou Y., 2009, *MNRAS*, 393, 1107
- Ramirez-Ruiz E., MacFadyen A. I., Lazzati D., 2002, *MNRAS*, 331, 197
- Racusin J. L. et al., 2008, *Nat*, 455, 183
- Rees M. J., Mészáros P., 1994, *ApJ*, 430, L93
- Rhoads J. E., 1997, *ApJ*, 487, L1
- Sari R., Piran T., 1999, *ApJ*, 517, L109
- Sari R., Piran T., Narayan R., 1998, *ApJ*, 497, L17
- Sari R., Piran T., Halpern J. P., 1999, *ApJ*, 519, L17
- Savaglio S., Glazebrook K., Le Borgne D., 2009, *ApJ*, 691, 182
- Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M., 1998, *ApJ*, 500, 525
- Ubertini P. et al., 2003, *A&A*, 411, L131
- van Paradijs J. et al., 1997, *Nat*, 386, 686
- Vedrenne G. et al., 2003, *A&A*, 411, L63
- Vestrand W. T. et al., 2005, *Nat*, 435, 768
- Vestrand W. T. et al., 2006, *Nat*, 442, 172
- Vianello G., Götz D., Mereghetti S., 2009, *A&A*, 495, 1005
- von Kienlin A. et al., 2003, *A&A*, 411, L299
- Wang X.-Y., Mészáros P., 2007, *ApJ*, 670, 1247
- Waxman E., Mészáros P., 2003, *ApJ*, 584, 390
- Winkler C. et al., 2003, *A&A*, 411, L1
- Woosley S. E., Bloom J. S., 2006, *ARA&A*, 44, 507
- Woosley S. E., Langer N., Weaver T. A., 1993, *ApJ*, 411, 823
- Yost S. A. et al., 2007a, *ApJ*, 657, 925
- Yost S. A. et al., 2007b, *ApJ*, 669, 1107
- Zeh A., Klose S., Kann D. A., 2006, *ApJ*, 637, 889
- Zheng Z., Lu Y., Zhao Y., 2006, *ApJ*, 646, L25
- Zou Y.-C., Piran T., Sari R., 2009, *ApJ*, 692, L92

This paper has been typeset from a \LaTeX file prepared by the author.

5.6. Pub. III : GRB prompt optical emission from internal shocks, R. Hascoët, F. Daigne and R. Mochkovitch, in preparation (2012)

A l'heure de la rédaction de ce manuscrit, l'article décrivant notre scénario général pour expliquer les sursauts optiquement faibles et optiquement brillants dans le cadre du modèle des chocs internes est en cours de finalisation. Il s'agit principalement de terminer le §4.3, où est effectuée la comparaison entre le calcul radiatif simplifié et le calcul complet avec la méthode de [Bošnjak et al. \(2009\)](#), et de rédiger le résumé et la conclusion.

GRB prompt optical emission from internal shocks: the case of the naked eye burst and other optically bright GRBs

R. Hascoët, F. Daigne*, and R. Mochkovitch

UPMC-CNRS, UMR7095, Institut d'Astrophysique de Paris, F-75014, Paris, France
e-mail: hascoet@iap.fr; daigne@iap.fr; mochko@iap.fr

Received **.**.**, accepted **.**.**, **.

ABSTRACT

Context. ***

Aims. ***

Methods. ***

Results. ***

Key words. ***

1. Introduction

The dissipative and radiative mechanisms responsible for the GRB prompt γ -ray emission still remain elusive. *Beppo-SAX* made possible the first rapid and precise GRB localization, which led in 1997 to the discovery of their afterglows in the X-ray (Costa et al. 1997), optical (van Paradijs et al. 1997) and radio (Frail et al. 1997) domains. *HETE-2* and *Swift* succeeded to shorten the delay between a GRB detection and the distribution of its coordinates to other telescopes, which now is typically of the order of 20 s (BAT) to 120 s (XRT). This improvement – combined with the development of dedicated robotic telescopes in X-rays (XRT on-board *Swift*) and optical (UVOT on-board *Swift* and a worldwide ground-based network) – has significantly reduced the gap between the GRB trigger and the first counterpart observation at other wavelengths. Sometimes these observations are even starting before the end of the prompt emission, which allows to improve the spectral coverage of the prompt emission. The prompt optical emission is of particular interest and can provide valuable information about the physical mechanisms at work during the prompt phase and the early deceleration phase.

The most spectacular case in the *Beppo-SAX* era is GRB 990123 at $z = 1.6$ (duration ≈ 100 s, Briggs et al. 1999), for which a very bright optical flash was detected during the prompt emission (starting 22 s after the trigger and reaching a magnitude $m_V \approx 8.9$ at 47 s) by the robotic telescope ROTSE (Akerlof et al. 1999a). This flash is usually interpreted within the standard fireball model as the signature of the external reverse shock (Sari & Piran 1999). More recently, GRB 080319B at $z = 0.937$, the naked-eye burst, is an even more spectacular case (Racusin et al. 2008). The prompt optical emission peaked at $m_V \approx 5.3$, well above the γ -ray flux extrapolation, and was followed for the whole duration of the GRB and sampled at a subsecond timescale by the TORTORA camera of the *Rapid Eye Mount* (REM) telescope. The optical light curve is highly

variable, which favors an internal origin, rather than a external reverse shock scenario.

The optical emission could be caught before the end of the prompt phase in a few other GRBs – especially those having a γ -ray precursor, letting a larger delay for the slew of robotic telescopes. The phenomenology shows a great diversity (see e.g. Yost et al. 2007b,a). The optical emission can be above or below the γ -ray flux extrapolation, and can be correlated or uncorrelated to γ -rays (note however that the optical time resolution is usually not as good as in GRB 080319B).

In this paper we investigate and try to explain this observed diversity in the prompt optical emission within the standard internal shock framework (Rees & Meszaros 1994; Kobayashi et al. 1997; Daigne & Mochkovitch 1998). Our theoretical framework – GRBs from synchrotron radiation of electrons accelerated in internal shocks – is described in Sect. 2. Then we discuss the possible mechanisms to emit prompt optical photons in this scenario. These mechanisms can be separated in two categories: (i) optical photons can be produced at the same place as gamma-rays. To predict the level and the evolution of this emission, one needs to describe the low-energy part of the spectrum radiated by internal shocks. This is done in Sect. 3; (ii) optical photons can be produced in some internal shocks whose spectrum would peak at lower frequency than usual. We show in Sect. 4 that this mechanism can operate in highly variable outflows and we compare the predictions of the model to the observations of the naked-eye burst, GRB 080319B. We list our conclusions in Sect. 5.

2. GRBs from synchrotron radiation of electrons accelerated in internal shocks

In the internal shock model framework, the prompt gamma-ray emission in GRBs is associated to shock waves that propagate within an ultra-relativistic outflow and dissipate part of its

* Institut Universitaire de France

R. Hascoët, F. Daigne & R. Mochkovitch: GRB prompt optical emission from internal shock – the case of the naked eye burst

kinetic energy. Such shocks form if the initial distribution of the Lorentz factor in the flow is variable. This model gives a natural explanation for the observed variability in gamma-ray lightcurves, which is directly related to the variability of the central engine. High Lorentz factors correspond to small relative velocities in the flow. Therefore, most of the shocks occur at large distance from the source, above the photosphere, and radiation is produced in an optically thin medium. Internal shocks are usually only mildly relativistic. The corresponding microphysics is not well known. It is assumed that the magnetic field is amplified and particles accelerated. Then most of the observed emission is probably due to shock-accelerated electrons, as a hadronic scenario leads to severe energetic constraints. Therefore, the expected dominant radiative processes are synchrotron radiation and inverse Compton scatterings. The short timescale variability observed in GRB lightcurves, and the huge gamma-ray luminosities, imply in addition that the non-thermal electrons are radiatively efficient.

The *Fermi* observatory allows the observation of GRBs in an unprecedented spectral range (keV-GeV). The low rate of GRB detection by *Fermi*-LAT indicates that the radiated spectrum is dominated by a strong component peaking in the keV-MeV range. *Fermi*-LAT detections show in addition a weak additional components above 100 MeV in some bursts. Such observations strongly disfavor the Synchro-Self Compton (SSC) scenario, where the synchrotron emission from non-thermal electrons peaks at low-energy and the gamma-rays are produced by inverse Compton scatterings. It can be shown in this case that the first and second inverse Compton scatterings occur mostly in the Thomson regime and that additional scatterings are suppressed by Klein-Nishina corrections. The luminosities of the three components expected in the spectrum would then be in the approximate ratios $1 : Y : Y^2$, where $Y = u_e/u_B$ is the Compton parameter, u_e the energy density in fast cooling electrons and u_B the magnetic energy density. This leads to the prediction that, except for some fine tuning of Y , the dominant component in most GRBs should either be the synchrotron component in the sub-keV range or the second inverse Compton component above 100 MeV. This SSC scenario predicts a bright low-energy component, that could reproduce the bright prompt optical flux observed in the naked eye burst GRB 080319B. Unfortunately, this burst occurred before the launch of *Fermi*, which made impossible to test the three component shape of the spectrum. This shape is however in clear contradiction with GRB observations in the *Swift*/*Fermi* era since August 2008. In addition, in the particular case of the naked eye burst, large Compton parameter $Y \sim 100$ are required to reproduce the observed gamma-ray to optical flux ratio, which leads to a severe energy crisis as the isotropic radiated energy in the soft gamma-ray range is of the order of 10^{54} erg and $Y \sim 100$ times more energy should be radiated in the GeV range. Finally, parameters in the SSC scenario are very constrained to avoid the suppression of optical photons by synchrotron self-absorption. In particular, large radii are expected, which is probably difficult to reconcile with internal shocks.

GRB observations in the *Swift*/*Fermi* era are in much better agreement with the alternative scenario where gamma-rays are directly produced by synchrotron radiation. This implies that electrons are accelerated to very high Lorentz factors, typically $\gamma_e \sim 10^4$ rather than 10^2 in the SSC scenario. Then most inverse Compton scatterings occur in Klein-Nishina regime, which prevents the emergence of a bright component in the *Fermi*-LAT

range. This scenario can reproduce well most of the temporal and spectral properties of the prompt gamma-ray emission from GRBs, including low-energy photon indices steeper than the standard fast cooling synchrotron value $\alpha = -3/2$, as inverse Compton scatterings in Klein Nishina regime affect the electron cooling. An important feature of the scenario is the spectral evolution expected during a pulse, which is related to the evolution of the physical conditions in the shocked region during the propagation of a given shock wave. Both the typical Lorentz factor of shock accelerated electrons and the magnetic field will decrease with radius. This leads to the expected hard-to-soft evolution, with in addition the emergence of a delayed high-energy emission as inverse Compton scatterings eventually enter the Thomson regime. A variable weak high-energy component is therefore naturally expected.

3. Optical emission as the low-energy tail from internal shocks responsible for the gamma-rays

In this section, we discuss the properties of the optical emission associated to the low-energy tail of the synchrotron spectrum radiated by the shock-accelerated electrons in the internal shocks responsible for the gamma-ray emission. We discuss first the expected level of optical flux compared to the gamma-ray flux, and then the temporal properties of the optical emission.

3.1. The mean spectral slope from optical to gamma-rays

3.1.1. Definition and expected range

Each internal shock leading to a pulse observed in the gamma-ray lightcurve should also contribute in optical. Following Yost et al. (2007b), the ratio of the gamma-ray to optical flux can be measured by the mean spectral slope from $\nu_V \simeq 2.3$ eV to the peak energy $E_p = h\nu_p$ of the soft gamma-ray spectrum, i.e.

$$\Gamma_{V-\gamma} \equiv \frac{\log(F_{\nu_p}/F_V)}{\log(\nu_p/\nu_V)}. \quad (1)$$

The soft gamma-ray spectrum of GRBs is usually well reproduced by the phenomenological function introduced by Band et al. (1993) which is made of two power laws at low and high energy (photon indices α and β) smoothly connected at the peak energy E_p . The mean spectral slope $\Gamma_{V-\gamma}$ can therefore be compared to $\alpha+1$: GRBs with $\Gamma_{V-\gamma} > \alpha+1$ are *optically faint* as the extrapolation of the soft gamma-ray spectrum overestimates the optical flux; and GRBs with $\Gamma_{V-\gamma} < \alpha+1$ are *optically bright*.

In standard fast cooling synchrotron theory, the mean slope $\Gamma_{V-\gamma}$ is given by

$$\Gamma_{V-\gamma} \simeq \begin{cases} -\frac{1}{2} & \text{if } \nu_c < \nu_V \\ \frac{1}{3} - \frac{5}{6} \frac{\log(\nu_m/\nu_c)}{\log(\nu_m/\nu_V)} & \text{if } \nu_c > \nu_V \end{cases}, \quad (2)$$

where ν_m and ν_c are the injection and cooling frequencies (Sari et al. 1998). Here the peak energy is located at $\nu_p = \nu_m$. The peak energy is typically in the range 100 keV – 1 MeV, i.e. $\nu_m/\nu_V \sim 10^5$. On the other hand, the position of the cooling frequency ν_c is unknown in prompt GRB spectra¹. The value of the low-energy photon index α can be measured in many bursts and several cases are found:

¹ Recently, the spectral analysis of GRB 110205A by Zheng et al. (2011) indicates a possible break at a few keV in the gamma-ray spectrum that could be interpreted as the cooling break.

R. Hascoët, F.Daigne & R.Mochkovitch: GRB prompt optical emission from internal shock – the case of the naked eye burst

- GRBs with 'standard' synchrotron fast cooling low-energy slope $-1 < \alpha < -3/2$. This case corresponds to $\nu_c \ll \nu_m$. The value $\alpha = -3/2$ is expected for synchrotron only. However, inverse Compton scatterings can steepen this slope up to $\alpha = -1$ when they occur in Klein-Nishina regime, as they modify the cooling rate of electrons and steepen the slope of the synchrotron spectrum below the peak (Derishev et al. 2001; Bošnjak et al. 2009; Nakar et al. 2009; Daigne et al. 2011).
- GRBs with steep low-energy slopes $-2/3 < \alpha < -1$. Such slopes could indicate that ν_c is close to ν_m (marginally fast cooling regime, Daigne et al. 2011).
- GRBs with very steep low-energy slopes $\alpha > -2/3$. We will not discuss here this case, as such very steep values cannot be reproduced by the internal shock scenario considered here alone. They could indicate the presence of photospheric components.

For the two first cases, from Eq. 2, the expected range for the mean spectral slope from optical to gamma-rays is $-0.5 \lesssim \Gamma_{V-\gamma} \lesssim 0.3$ for $\nu_p/\nu_V \sim 10^5$. The lower limit can be reduced for lower peak energies. On the other hand, the upper limit is increased when considering the effect of the synchrotron self-absorption. If ν_V is below the self-absorption break frequency ν_a , the effective slope $\Gamma_{V-\gamma}$ becomes much larger as the optical flux is strongly reduced. In practice, GRBs with a high self-absorption frequency ν_a are so faint in the optical that it is probably impossible to detect them with current robotic telescopes.

It should be noted finally that the synchrotron spectrum considered here does not include the possible contribution to the low-energy radiation of thermal electrons that are not efficiently shock-accelerated (see the discussion in Giannios & Spitkovsky 2009). This could add a sub-dominant low-energy component in the spectrum that may contribute to increase the optical flux. On the other hand, the same thermal electrons can increase the opacity for the synchrotron self-absorption. Preliminary investigations made using the detailed radiative code described in Bošnjak et al. (2009) indicate that such a thermal population does not affect the results presented here as long as the non-thermal population is widely dominant. We postpone for future work the study of intermediate situations where the thermal population should not be neglected. Zou et al. (2009) have analysed such a two electron populations scenario to explain the specific case of the exceptional optical brightness of the naked eye burst GRB 080319B, and have concluded that this scenario was energetically unefficient.

3.1.2. Exploration of the parameter space of the internal shock model

Some basic properties of internal shocks can be investigated by considering two shell collisions (see Barraud et al. (2005); Bošnjak et al. (2009) for a detailed description of this simplified model). There are 4 parameters to describe the dynamics of the relativistic outflow : the bulk Lorentz factor $\bar{\Gamma}$, the ratio κ of the Lorentz factors in the fast and slow regions of the flow (hereafter the 'contrast'), the variability timescale τ and the kinetic energy flux \dot{E} . In addition, the microphysics in the collision is parametrized by ϵ_B the fraction of the dissipated energy which is injected in the magnetic field, ϵ_e the fraction of the energy which is injected in non-thermal electrons, ζ the fraction of electrons which are accelerated and p the slope of the

(power-law) non-thermal distribution of accelerated electrons.

In Bošnjak et al. (2009), this parameter space has been explored by computing the spectrum of 50400 two shells collisions corresponding to the following parameters : $\log \bar{\Gamma} = 1.5, 2, 2.5$ and 3 ; $\kappa = 2.5, 5, 7.5$ and 10 ; $\log \tau = -2, -1, 0, 1$ and 2 ; $\log \dot{E} = 50, 51, 52, 53, 54$ and 55 ; $\epsilon_B = -5.5 \rightarrow -0.5$ every 0.25 ; $\epsilon_e = 1/3$, $\zeta = -4, -3, -2, -1$, and 0 ; $p = 2.5$. For each collision, the radiated spectrum has been calculated using a detailed radiative code that solves simultaneously the equations for the time evolution of electrons and photons. This calculation includes the following processes : synchrotron radiation, synchrotron self-absorption, inverse Compton scatterings, $\gamma\gamma$ annihilation and adiabatic cooling.

We use the same sample to study the mean optical to γ -rays spectral slope $\Gamma_{V-\gamma}$. Following Bošnjak et al. (2009), we keep only the collisions that fulfill the following conditions (see Bošnjak et al. (2009) for the detailed criteria) : (i) the shocked region is transparent, taking into account electrons and the secondary leptons produced by $\gamma\gamma$ annihilation; (ii) electrons are radiatively efficient; (iii) synchrotron radiation is dominant at low-energy. This corresponds to 24.8% of all the simulated collisions. In addition, we keep only collisions leading to an observed peak energy $10 \text{ keV} \leq E_{p,\text{obs}} \leq 10 \text{ MeV}$ at $z = 1$. The final size of the sample is 5332 collisions. For each of these collisions, we plot in Fig. 1 the value of $\Gamma_{V-\gamma}$ as a function of the value of low-energy slope α . The value of $\Gamma_{V-\gamma}$ is deduced from the definition given by Eq. 1 and the value of α is computed following the procedure described in Daigne et al. (2011).

In agreement with GRB observations by gamma-ray instruments, most points are located in the region with $-3/2 \leq \alpha \leq -2/3$, with an accumulation for $-3/2 \leq \alpha \leq -1$. However, it is important to note that the density of points in the diagram has no physical meaning as the true distribution of parameters such as $\bar{\Gamma}$, κ , τ , \dot{E} , etc. is unknown, due to our still poor knowledge of the physics of the central engine.

The distribution of $\Gamma_{V-\gamma}$ for the whole sample is quite large, from ~ -0.9 to $+0.3$. For a good fraction of collisions (67%), the optical emission is not self-absorbed, which corresponds to the main population in the diagram in Fig. 1 with $-0.5 \lesssim \Gamma_{V-\gamma} \lesssim 0.1$. Note however that in this main population, points (especially those with a high radiative efficiency) are never very far from the diagonal $\Gamma_{V-\gamma} = \alpha + 1$, especially on the *optically bright* side, which means that the optical emission produced by the low-energy tail of the emission from internal shocks responsible for the prompt gamma-rays can probably explain most observed values of the mean spectral slope $\Gamma_{V-\gamma}$, except for very *optically bright* cases.

3.1.3. Comparison to prompt optical observations

To check more quantitatively this result, we compare these theoretical predictions with a sample of GRBs which were promptly detected in optical by ROTSE (Yost et al. 2007b). We take all bursts listed in their Table 2, keeping only the data points that can be considered as "prompt", i.e. with an optical measurement starting before the end of the prompt gamma-ray emission. As pointed out by Yost et al. (2007b), most GRBs in the sample are *optically faint*. The faintness is however probably overestimated as, in most cases, the authors use for the value of α the result of the fit by a single power-law of the

R. Hascoët, F.Daigne & R.Mochkovitch: GRB prompt optical emission from internal shock – the case of the naked eye burst

soft gamma-ray spectrum measured by BAT on board *Swift*. Due to the limited spectral range of BAT, this value can be quite far from the more accurate value of α that would be obtained when fitting by a Band function the spectrum over a broader spectral range. Indeed, the values of α in their Table 2² are distributed between -2.5 and -0.8 with a mean value of -1.6 and a standard deviation of 0.5 , i.e. are systematically shifted towards smaller values than what is measured with a better spectral coverage (Preece et al. 2000; Kaneko et al. 2006; Nava et al. 2011). The value of $\Gamma_{V-\gamma}$ is measured comparing the flux at frequencies separated by several orders of magnitude and is therefore probably less biased, even if the correction for the absorption in the visible due to the Milky Way and the GRB host galaxy could be an important source of uncertainty and may play an important role in some *optically faint* GRBs. For this reason, we only indicate by a shaded region the location of these *optically faint* GRBs in the ROTSE sample, keeping the observed range of $\Gamma_{V-\gamma}$ but considering that α is unknown.

To improve the comparisons of the model with observational data, we add in Fig. 1 a few remarkable GRBs which were detected promptly in the optical range. As a good example of an *optically faint* GRB, we plot the location of the prompt optical measurements by RAPTOR in GRB 041219A which is a well studied INTEGRAL burst (Blake et al. 2005; Vestrand et al. 2005; Götz et al. 2011). In the *optically bright* region of the diagram, we label two of the bursts from the ROTSE sample analysed by Yost et al. (2007b) (GRB 061007 and GRB 061126). We add the case of two GRBs with a prompt optical detection by TAROT (GRB 060111B, (Klotz et al. 2006; Stratta et al. 2009); GRB 110205A³, Cucchiara et al. 2011; Gendre et al. 2011; Zheng et al. 2011). Finally, we add the two most extreme cases of *optically bright* GRBs, i.e. GRB 990123 (Akerlof et al. 1999b) and GRB 080319B (the ‘naked eye burst’, Racusin et al. 2008). The measurement of their low-energy gamma-ray photon index α is more accurate as these two bursts have been detected respectively by the four instruments on board *CGRO* (Briggs et al. 1999) and by *Konus* (Golenetskii et al. 2008).

The comparison between the model and the observations in Fig. 1 shows that the optical tail of internal shocks producing gamma-rays (i) is highly self-absorbed in a good fraction of collisions, which results in very large values of $\Gamma_{V-\gamma}$. Such GRBs can probably not be detected by small robotic telescopes; (ii) can produce any value of $\Gamma_{V-\gamma}$ in the range $\sim -0.8 \rightarrow 0$ when it is not self absorbed, allowing to reproduce the optical flux in *optically faint* or moderately *optically bright* GRBs. This has been recently illustrated in the detailed modelling of the *optically faint* burst GRB 041219B by (Götz et al. 2011), where the gamma-ray and optical properties (spectrum and lightcurves) are reproduced by the synchrotron emission from the same internal shocks, as in the situation described in this section; (iii) can not reproduce very *optically bright* GRBs such as GRB 990123 and GRB 080319B. A few collisions occur marginally in the region where these two bursts are located (due

² In Yost et al. (2007b), the authors consider the spectral slope β_γ which is related to the value of α considered here by $\beta_\gamma = \alpha + 1$.

³ This burst appears as a *optically faint* burst in Fig. 1. However, the spectral analysis made by Zheng et al. (2011) shows that the low-energy part of the gamma-ray spectrum has some curvature with a photon index changing from ~ -1.5 below E_p (value used in Zheng et al. (2011)) to ~ -0.4 below ~ 5 keV. The optical flux is larger than the extrapolation of the gamma-ray spectrum using the slope measured in the keV range.

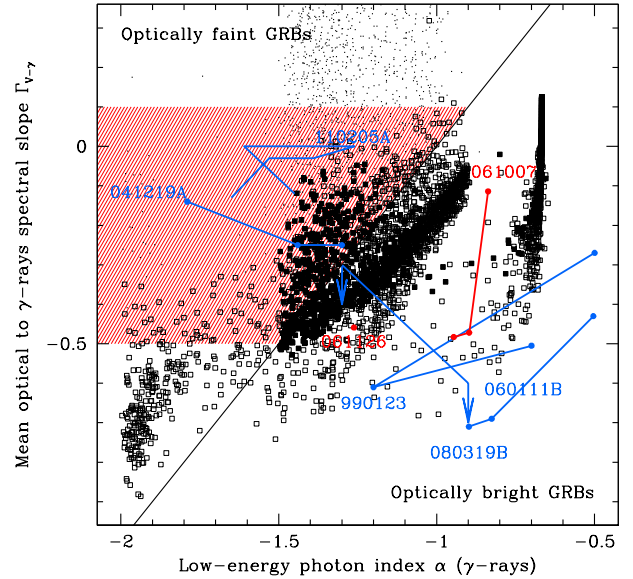


Fig. 1. Optical emission as the low-energy tail from internal shocks responsible for the gamma-rays: exploration of the parameter space. The mean spectral slope from optical to gamma-rays $\Gamma_{V-\gamma}$ is plotted as a function of the low-energy photon index α of the soft gamma-ray spectrum. A diagonal line separates the region where the extrapolation of the soft gamma-ray spectrum overpredicts the optical flux (*optically faint* GRBs, top-left) and the region where this extrapolation underestimates the optical flux (*optically bright* GRBs, bottom-right). The values $(\alpha, \Gamma_{V-\gamma})$ corresponding to the collisions simulated in a large exploration of the internal shock parameter space (see text) are plotted with squares when the optical is unabsorbed (filled squares: high radiative efficiency $f_{\text{rad}} > 0.9$; open squares: moderate radiative efficiency $0.5 < f_{\text{rad}} < 0.9$) and simple dots otherwise. For comparison, the locus of *optically faint* GRBs from the ROTSE sample studied by Yost et al. (2007b) is indicated as shaded area in red. *Optically bright* GRBs from the same sample are indicated by big red dots, linked by a solid line when several observations are available for the same burst. A few other GRBs with prompt optical detections are indicated in blue (see text for the references of these observations).

to a large curvature around ν_p as ν_c and ν_m are very close, and also partially due to low peak energies of several 10 keV), but they have only a moderate radiative efficiency whereas these two bursts are among the brightest GRBs even detected.

3.2. Expected temporal properties

As the prompt optical emission discussed in this section is produced by the low-energy tail radiated by the internal shocks responsible for the gamma-rays, the optical flux is expected to show some correlation with the gamma-rays: overall envelope or similar number of pulses for instance. However, a detailed analysis shows that this correlation is not perfect. Two effects can make evolve the ratio of the gamma-ray and visible fluxes, and therefore lead to different shapes of the lightcurves in these spectral bands: (i) the prompt gamma-ray emission is known to show a spectral evolution, with an evolving peak-energy and low-energy slope α . This leads to different shapes for the gamma-ray lightcurves plotted in different energy channels, and

R. Hascoët, F. Daigne & R. Mochkovitch: GRB prompt optical emission from internal shock – the case of the naked eye burst

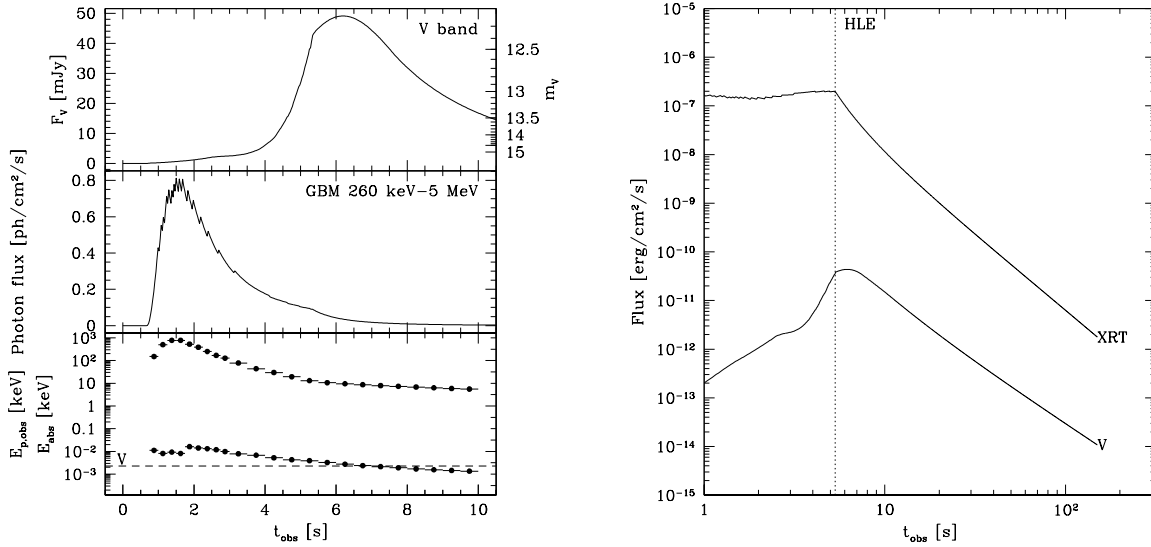


Fig. 3. Comparison between the temporal evolution of the optical and gamma-ray emission in internal shocks: case A. *Left:* the visible (top) and gamma-ray (middle) lightcurves, and the time-evolution of the peak energy and self-absorption break energy (bottom) are plotted for the Case A taken in the three examples of GRB pulses discussed in Daigne et al. (2011). *Right:* for the same example, the X-ray (XRT; 0.3 – 10 keV) and visible (V band) flux are plotted as a function of time in logarithmic scale. A vertical dotted line indicates where the high-latitude emission starts.

should have a similar effect in the visible; (ii) the exploration of the parameter space of internal shocks presented above shows that the self-absorption frequency ν_a can easily cross the optical frequency ν_V . A strong absorption in some time intervals can significantly modify the visible lightcurve compared to the gamma-ray lightcurve.

To illustrate these temporal effects, we have considered the three synthetic single pulse GRBs presented in Daigne et al. (2011), which are representative of the three classes of prompt spectra discussed in §3.1.1. In each simulation, the ejected outflow is initially made of a ‘slow’ part ($\Gamma = 100$ in cases A and B, 300 in case C) followed by a ‘fast’ part ($\Gamma = 400$ in cases A and B, 1200 in case C). Two shock waves (internal shocks) form in the outflow and their propagation is computed following the method developed by Daigne & Mochkovitch (1998). Then the conditions in the shocked material are estimated using a set of microphysics parameters ϵ_e , ϵ_B , ζ and p . In all cases $\epsilon_e = 1/3$ and $p = 2.5$. The emitted spectrum in the comoving frame is computed using the radiative code developed in Bošnjak et al. (2009). The time-dependent location of these three examples in the α – $\Gamma_{V-\gamma}$ diagram is plotted in Fig. 2 and the corresponding optical and gamma-ray lightcurves are plotted in Figs. 3, Fig. 4 and Fig. 5. The time-evolution of the self-absorption frequency is also plotted on the same figures (the time-evolution of the spectral parameters of the soft gamma-ray component can be found in Daigne et al. 2011).

Note that for collisions with similar dynamical properties, the location of the self-absorption frequency depends on the values of the microphysics parameters. From equations (28) and (29) in Bošnjak et al. (2009), it appears that the transparency in the optical domain is favored by low values of ϵ_B and ζ , and is also favored by a high value of the cooling frequency ν_c . In agreement with these analytical estimates, the optical emission

is found to be strongly self-absorbed in Case A (high ϵ_B) and is almost not absorbed in Cases B (low ϵ_B) and C (high ν_c).

These three examples illustrate the expected temporal effects:

- Case A (standard fast cooling). This case illustrates the temporal evolution expected when the optical emission is self-absorbed for most of the pulse. The emission is very weak until the end of the gamma-ray pulse. However, an interesting effect appears during the high-latitude emission phase, which starts at $t_{\text{obs}} \approx 5.3$ s (see right panel of Fig. 3). Due to the dependence of the Doppler factor on the latitude of the emission, the self-absorption frequency starts to decrease and crosses the optical frequency. As the flux radiated at high-latitude after the end of the on-axis emission evolves as $F_\nu \propto t^{\alpha-1}$ (Kumar & Panaitescu 2000), where α is the local photon slope at frequency ν , the flux rises as long as the optical emission is self-absorbed ($\alpha \approx 1 \rightarrow 1.5$) and then decreases once ν_a has crossed ν_V ($\alpha < 0$ in the unabsorbed spectrum). Then the optical lightcurve shows a clear peak at $t_{\text{obs}} \approx 6.2$ s where $\nu_a = \nu_V$. This peak is quite bright. From the criterion given in §3.1.1, the pulse evolves from an *optically faint* regime during the gamma-ray pulse to an *optically bright* regime during the high latitude phase (see Fig. 2). It is interesting to note that this mechanism leads to a delayed onset of the optical component (by 4.7 s in this example): the peak of the optical lightcurve occurs when the X-ray flux has already started the steep decay phase associated with the high-latitude emission. This effect may be observed in some GRBs such as GRB 081126 observed by TAROT (Klotz et al. 2009).
- Case B (modified fast cooling due to IC scattering in KN regime). In this case, the optical emission is unabsorbed, due to a lower value of ϵ_B . From the criterion given in §3.1.1, this pulse is *optically bright*. However, due to a strong spec-

R. Hascoët, F.Daigne & R.Mochkovitch: GRB prompt optical emission from internal shock – the case of the naked eye burst

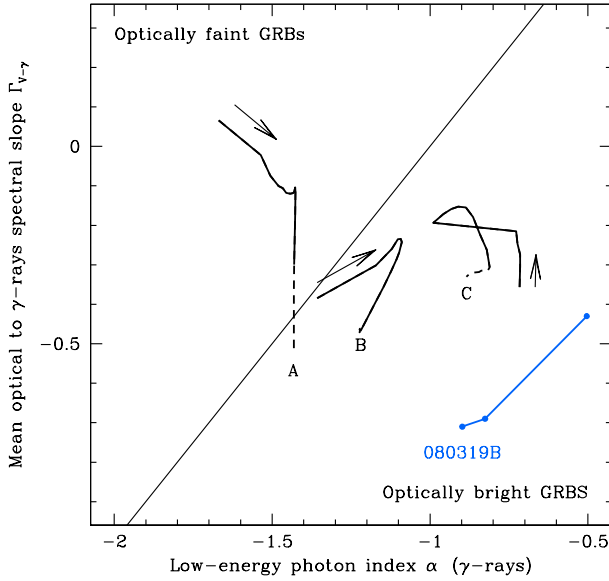


Fig. 2. Comparison between the temporal evolution of the optical and gamma-ray emission in internal shocks. The time evolution of the low-energy gamma-ray photon index α and the mean spectral slope $\Gamma_{V-\gamma}$ from optical to gamma-rays is plotted in the same diagram than in Fig. 1 for the three examples discussed in §3.2: case A has a standard fast cooling synchrotron spectrum, case B shows a steep slope α due to the effect of inverse Compton scatterings in Klein-Nishina regime and case C an even steeper slope α as it is only in marginally fast cooling regime. In the three cases, the dotted line corresponds to the high-latitude emission phase. An arrow indicates the direction of the time evolution. The optical emission is self-absorbed in case A except during the high-latitude emission, and is not self-absorbed in cases B and C. The corresponding lightcurves are plotted in Figs. 3, 4 and 5.

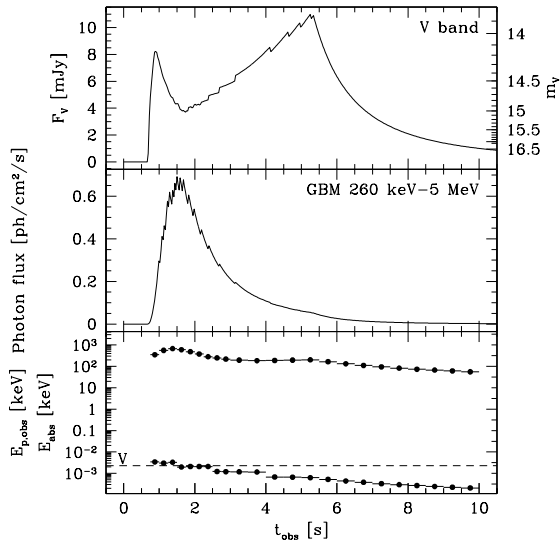


Fig. 4. Comparison between the temporal evolution of the optical and gamma-ray emission in internal shocks: case B. Same as in the left panel of Fig. 3 for the second example of GRB pulse discussed in Daigne et al. (2011) (Case B).

tral evolution, the optical lightcurve has a complex two peak shape : initially the low-energy photon index α increases rapidly from ~ -1.5 to ~ -1 leading to an early interruption of the rise of the optical flux and the appearance of the first peak. Then, the optical flux slowly rises again due to the decrease of the peak energy of the main component (usual hard-to-soft pulse evolution). This rise is maintained until the end of the on-axis emission. Then the flux decreases again in the high-latitude emission phase, leading to the appearance of the second peak. As the self-absorption frequency is below ν_V for most of the pulse duration, this second peak is observed exactly at $t_{\text{obs}} \simeq 5.3$ s where the high-latitude emission starts, without a delay such as observed in case A.

- Case C (marginally fast cooling). In this case, the optical emission is unabsorbed, the pulse is *optically bright*, and the optical pulse is very similar to the gamma-ray one, due to a simpler spectral evolution than in case B: for the two first seconds where most of the emission occurs, the low-energy slope α is constant (~ -0.7) and the peak-energy is only slowly evolving (the path in the $\alpha - \Gamma_{V-\gamma}$ during the first seconds is a vertical line: see Fig. 2). This is in this simple case that the best correlation between the optical and gamma-ray lightcurves is expected. It should be remembered that such marginally fast cooling cases have only a moderate radiative efficiency $\sim 60\%$ in case C) and should not in principle be expected among the brightest GRBs.

It should be noted that the lightcurves in Fig. 1 are plotted with the same time resolution in the optical and gamma-ray range, whereas the time resolution in the V band is in the best case of the order of ~ 1 s (GRB 080319B, Racusin et al. 2008) and in most cases $\sim 5 - 10$ s or more. This does usually not allow a precise comparison of the optical and gamma-ray lightcurves. Some studies tend to distinguish in the optical emission a component which is correlated with the gamma-ray lightcurve and an other uncorrelated component (see e.g. Yost et al. 2007b,). It is then tempting to interpret the first component as having the same (internal) origin than the prompt gamma-ray emission, and the second component as having another (possibly external) origin. However, from the diversity of behaviors illustrated by these three examples, it appears clearly that even when the prompt optical emission is dominated by the low-energy tail from the internal shocks responsible for the gamma-rays, the optical and gamma-ray lightcurves may be rather different and only poorly correlated: the overall envelop should be similar, and the number of pulses should be comparable but not necessary equal (see case B). Delayed onsets and ends can be expected, especially in partially self-absorbed cases as in case A.

4. Optical emission as the signature of weak internal shocks in a highly variable outflow

4.1. Properties of internal shocks in a highly variable outflow

As the very *optically bright* GRBs such as the naked eye burst cannot be reproduced by the low-energy tail of the internal shocks producing the gamma-ray emission, we now investigate in this section how the prompt optical emission in such GRBs could be dominated by collisions which directly radiate at low energy (optical-UV). In this scenario, different kinds of internal shocks contribute either to the gamma-ray or to the optical flux. A natural situation where this is expected is the case of a highly variable outflow. It can be shown that in a two shell collision the peak energy ν_p strongly depends on the dynamics. In the

R. Hascoët, F. Daigne & R. Mochkovitch: GRB prompt optical emission from internal shock – the case of the naked eye burst

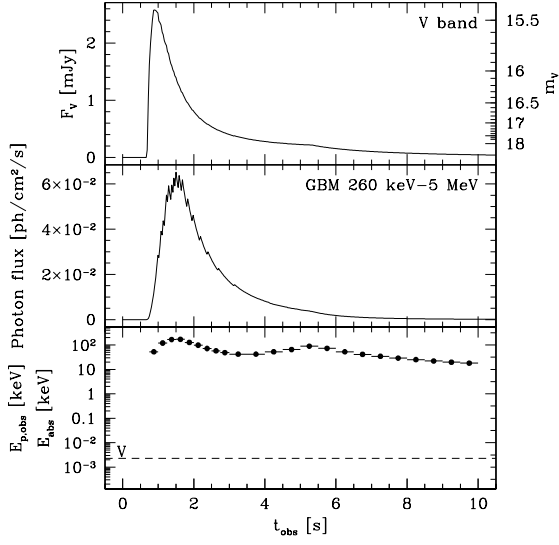


Fig. 5. Comparison between the temporal evolution of the optical and gamma-ray emission in internal shocks: case C. Same as in the left panel of Fig. 3 for the third example of GRB pulse discussed in Daigne et al. (2011) (Case C). E_{obs} is much lower than the optical frequency and does not appear in the bottom panel.

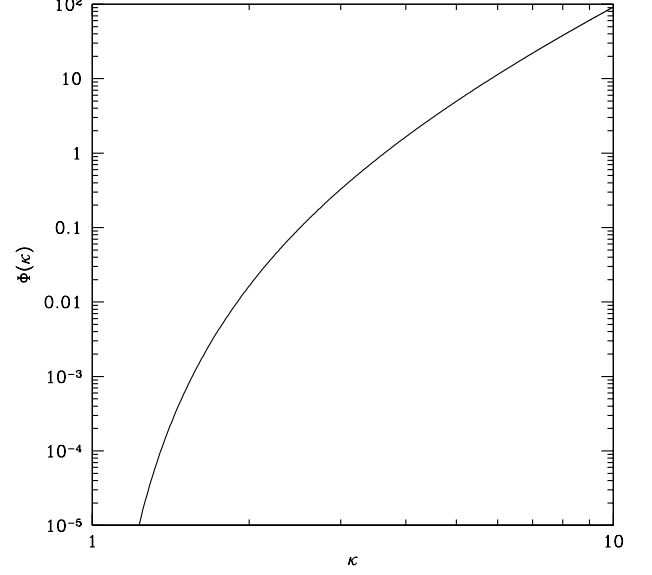


Fig. 6. The function $\Phi(\kappa)$ appearing in Eq. 4 giving the dependance of the peak energy on the dynamical properties of the outflow in an elementary internal shock.

simplest case (standard fast cooling synchrotron with constant microphysics parameters), the peak energy scales as

$$\nu_p \propto \frac{\epsilon_B^{1/2} \epsilon_e^2}{\zeta^2} \Gamma_* \rho_*^{1/2} \epsilon_*^{5/2}, \quad (3)$$

where Γ_* , ρ_* and ϵ_* are the Lorentz factor, the comoving mass density and the comoving specific energy density in the shocked material. These physical conditions can be easily estimated for a two shell collisions (see e.g. Barraud et al. 2005), leading to

$$\nu_p \propto \frac{\epsilon_B^{1/2} \epsilon_e^2}{\zeta^2} \Phi(\kappa) \frac{\dot{E}^{1/2}}{\Gamma_s^2 \tau}, \quad (4)$$

where the expression of $\Phi(\kappa)$ is given in Barraud et al. (2005). This function is increasing in the range of interest for κ and is plotted in Fig. 6. In a highly variable outflow, the typical contrast κ will be high for the first collisions, and will then decrease once the distribution of the Lorentz factor has been smoothed out by the propagation of the first internal shock waves. Therefore, even if the first collisions peak in the gamma-ray domain, later collisions can easily produce softer emission.

Let us for instance consider the simple case where the central engine ejects a series of shells which have a bimodal Lorentz factor distribution with slow (resp. fast) shells having a Lorentz factor close to Γ_s (resp. $\Gamma_f = \kappa \Gamma_s$ with $\kappa > 1$). At larger radii the fast shells catch up with the slower ones and lead to multiple couples of internal reverse shocks (sweeping back the fast shells) and internal forward shocks (propagating into the slow shells). All the physical quantities regarding the mild (resp. violent) internal forward (resp. reverse) shocks will be denoted by a subscript s (resp. f).

Assuming a constant kinetic power \dot{E} during the ejection by the central engine, the Lorentz factor in the already shocked, smoothed out region is of the order of

$$\Gamma_{\text{smooth}} \simeq \Gamma_s \Gamma_f \sqrt{\frac{2}{\Gamma_s^2 + \Gamma_f^2}}. \quad (5)$$

Then, the typical contrast is

$$\kappa_s \simeq \frac{\Gamma_{\text{smooth}}}{\Gamma_s} \simeq \frac{\sqrt{2}\kappa}{\sqrt{1+\kappa^2}} \quad (6)$$

for the propagation of the forward internal shock in the slow shell, and

$$\kappa_f \simeq \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{\text{smooth}}} \simeq \frac{\sqrt{1+\kappa^2}}{\sqrt{2}} \quad (7)$$

for the propagation of the reverse internal shock in the fast shell. For large initial ratio $\kappa = \Gamma_f/\Gamma_s \gg 1$, the forward internal shocks will be mild collisions with a low contrast $\kappa_s \simeq \sqrt{2}$, whereas the reverse internal shocks will be more violent with a high contrast $\kappa_f \simeq \kappa/\sqrt{2}$. Therefore, not only the dissipated power in the forward shocks will be weaker, but the radiated spectrum will peak at lower frequencies. For instance, $\kappa = 4$ leads to $\kappa_s \simeq 1.4$ and $\kappa_f \simeq 2.9$. Then, from Eq. 4, the ratio of the peak energies in the violent and mild collisions is $\nu_{p,f}/\nu_{p,s} \simeq \Phi(2.9)/\Phi(1.4) \simeq 1400$. If the violent collisions peak around 100 keV, the mild internal shocks will radiate at ~ 0.1 keV and therefore contribute efficiently to the optical flux.

A similar idea was already considered by Yu et al. (2009) (see also the suggestion of a similar scenario for GRB 080603A by Guidorzi et al. 2011). They came to the conclusion that explaining GRBs like the very *optically bright* GRB 080319B

R. Hascoët, F. Daigne & R. Mochkovitch: GRB prompt optical emission from internal shock – the case of the naked eye burst

requires the Lorentz factor of the slow and fast shells to be $\Gamma_s \approx 400$ and $\Gamma_f \approx 10^5$. The extreme Lorentz factor value of 10^5 is very severe regarding the central engine physics and is not required by any other constraint. For instance, using the approximate formulae given by Hascoët et al. (2011) for the $\gamma\gamma$ opacity and the Thomson opacity due to ambient electrons and pair-produced leptons and assuming the isotropic equivalent energy and the spectral parameters given by Racusin et al. (2008) and a variability timescale of ~ 0.1 s, we find that the compactness problem leads to a lower limit of $\bar{\Gamma} \gtrsim 120$ for the Lorentz factor in the outflow. The high value considered by Yu et al. (2009) was required to force the peak energy of the mild collisions to be below ν_V due to the spectrum $F_\nu \propto \nu^{-2/3}$ estimated in the optical range from early multicolor observations by RAPTOR (Woźniak et al. 2009). This constraint is also invoked in Kumar & Panaitescu (2008). This spectral slope is indeed more indicative of the branch $\nu_m < \nu < \nu_c$ of the synchrotron spectrum in slow cooling. However this measurement was done at ~ 100 s, i.e. after the end of the prompt emission, and this constraint is therefore irrelevant.

We investigate below this scenario for less extreme values of Γ_f and Γ_s . Thanks to our detailed model of internal shocks, we can compare the properties of the predicted lightcurves and spectra with the observations. One issue that we want to address is how strict and crucial is the bimodality hypothesis for the initial Lorentz factor distribution. At the end of the section, we also discuss how frequent should be very *optically bright bursts* such as the naked eye burst.

In this scenario of highly variable outflows, the hydrodynamical evolution effect becomes dominant for the production of optical and gamma-ray emission, whereas the exact shape of the radiated spectrum in a given zone becomes secondary. Therefore, to reduce the computing time of the simulations, the spectrum emitted by each elementary shocked shell is computed using the asymptotic analytic formulae for the synchrotron radiation in fast or slow cooling, including the self-absorption break (Sari et al. 1998). This allows the Monte Carlo approach used in §4.4. In §4.3, we compare in one case the results obtained with this simplified approach with a simulation including a full radiative calculation using the method described in Bošnjak et al. (2009) and we find that the observed features discussed in this section are not affected.

4.2. A test case: the naked eye burst

4.2.1. A very bright prompt optical emission

The naked eye burst, GRB 080319B, is a very *optically bright* GRB, with a remarkable sub-second sampling of the optical lightcurve (Racusin et al. 2008). Indeed a simple extrapolation of the low energy γ -ray slope $\alpha = -0.855$ down to the optical domain underpredicts the observed optical flux by nearly 4 orders of magnitude (see Fig. 7, upper right panel, to see how the observed optical level compares with the γ -ray spectrum).

We show in Fig. 7 an example of a synthetic burst emitted from a highly variable outflow as discussed above and which reproduces the main observational features of the naked eye burst. The initial distribution of the Lorentz factor is plotted in the top-left panel and corresponds to $\Gamma_s = 200$ and $\Gamma_f = 800$. The other parameters of the relativistic ejection (kinetic power and duration) are given in the caption of Fig. 7. The dynamics

of the internal shocks has been followed using the approach developed in Daigne & Mochkovitch (1998). For each collision, the population of non-thermal electrons and the magnetic field are estimated using microphysics parameters listed in the caption of Fig. 7. Then the emitted spectrum is computed using the asymptotic analytic formulae for the synchrotron radiation in fast or slow cooling, including the self-absorption break (Sari et al. 1998). The peak energy of the radiated spectrum by each collision is plotted as function of radius in the top-right panel, together with the indication whether the optical is absorbed or not. As expected from the discussion above, two groups of shocks appear: the ratio of the peak energy of the violent collisions over the peak energy of the mild collisions is roughly constant, with the predicted value ~ 1400 for an initial ratio $\kappa = \Gamma_f/\Gamma_s = 4$. The peak energy of each group of collisions also decreases with radius, as expected from the dependence on the density in Eq. 3.

The lightcurve of the synthetic burst is plotted in Fig. 7, bottom-left panel, assuming the same redshift than GRB 080319B, i.e. $z = 0.937$. The main observational features of the naked eye burst are reproduced: the isotropic equivalent energy radiated in the γ -ray domain ($E_{\gamma, \text{iso}} = 1.3 \cdot 10^{54}$ erg), the overall duration (≈ 50 s) and the bright mean optical peak flux (~ 20 Jy, i.e. $m_V \sim 5.7$). The bright optical emission is mainly due to the group of the mild internal shocks. Note however that these shocks have a peak energy which is typically in the soft X-ray range, and not in the optical near-infrared range as in the model considered by Yu et al. (2009). This is why we do not require $\Gamma_f \sim 10^5$. The example shown in Fig. 7 demonstrates that a highly variable relativistic outflow can actually reproduce the bright optical emission of GRB 080319B.

We note that in the example of Fig. 7, internal shocks occur on a wide range of radii going from $2 \cdot 10^{14}$ to $6 \cdot 10^{16}$ cm. These radii should remain below the deceleration radius where the deceleration of the outflow by the circumburst medium becomes significant, otherwise the propagation of the reverse shock due to the deceleration can strongly affect the internal shock phase. The deceleration radius is given by

$$R_{\text{dec}} = \left(\frac{3-s}{4\pi} \frac{E_{\text{kin}}}{\bar{\Gamma}^2 A c^2} \right)^{\frac{1}{3-s}}, \quad (8)$$

where $\bar{\Gamma} = 400$ is the mean Lorentz factor, $E_{\text{kin}} = 6 \cdot 10^{55}$ erg the total kinetic energy of the outflow, and A and s parametrize the density profile of the external medium which follows

$$\rho_{\text{ext}} = \frac{A}{R^s}. \quad (9)$$

For a wind-like medium (resp. uniform) with $s = 2$ (resp. $s = 0$), the restriction $R_{\text{dec}} \gtrsim 6 \cdot 10^{16}$ cm – so that internal shocks are not affected by the deceleration – imposes an upper limit on the external density $A \lesssim 5.5 \cdot 10^{11} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-1}$ (resp. $A/m_p \lesssim 2.8 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$). This is a conservative limit as there may exist situations where most of the internal shocks propagate before the beginning of the deceleration phase and only the latest collisions are affected by the reverse shock due to the deceleration. In any case, the limits obtained above are not restrictive as they are consistent with typical dense Wolf-Rayet stellar winds (for $s = 2$) or dense uniform media found in star formation regions (for $s = 0$).

R. Hascoët, F.Daigne & R.Mochkovitch: GRB prompt optical emission from internal shock – the case of the naked eye burst

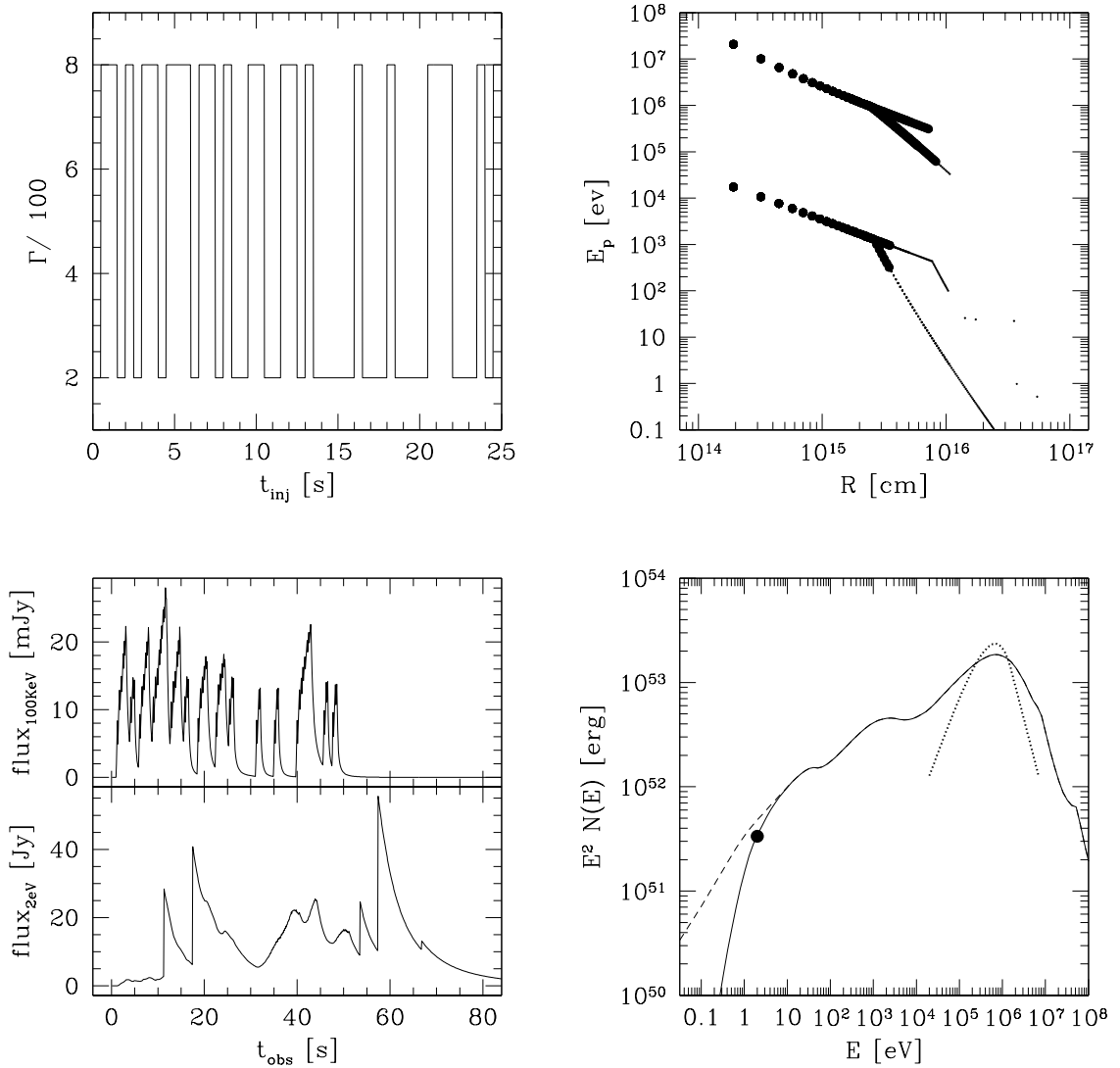


Fig. 7. A test case: the naked eye burst – Example of a synthetic GRB produced by internal shocks in a highly variable relativistic outflow. The relativistic ejection by the central engine lasts for 25 s with a constant injected kinetic power $\dot{E}_{\text{kin}} = 2.4 \cdot 10^{34} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. *Top left*: initial distribution of the Lorentz factor. It varies on a timescale of 0.5 s and is forced to be either $\Gamma_s = 200$ or $\Gamma_t = 800$ with equal probability; *Top right*: observed peak energy of the elementary spectrum radiated by each collision, as a function of radius. The source redshift is $z = 0.937$. Bigger dots indicate that the self-absorption frequency is above ν_V so that the optical emission is absorbed. The emission is calculated from standard synchrotron radiation (see text), assuming microphysics parameters $\epsilon_e = \epsilon_B = 1/3$ and $\zeta = 5.5 \cdot 10^{-3}$; *Bottom left*: simulated γ -ray (top) and optical (bottom) light-curves; *Bottom right*: simulated time-integrated spectrum, with (solid line) or without (dashed line) synchrotron self-absorption. For comparison, the observed time-integrated spectrum (dotted line) and mean optical flux (big dot) of the naked eye burst are also plotted.

4.2.2. Temporal properties of the prompt optical emission

As illustrated in the example shown in Fig. 7, the scenario of internal shocks propagating in a highly variable outflow can explain GRBs with a very bright prompt optical flux. Interestingly, this scenario can also reproduce other features observed in the naked eye burst:

1. *Delayed onset of the optical lightcurve: a time-evolving self-absorption effect.* In the example shown in Fig. 7, the optical lightcurve starts to rise about 10 s after the γ -ray one

(see bottom left panel). The same behavior is observed in the naked eye burst, with a similar delay (Racusin et al. 2008). This is due to the fact that the first internal shocks form at a small radius ($\sim 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}$) where the density is high, so that the optical flux is self-absorbed (see top right panel). Once a shock wave has formed, it propagates within the outflow. The radial expansion leads to a decrease of the density, so that the self-absorption break frequency drops below ν_V . This typically happens at a radius of $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}$ for the mild shocks that dominate the optical emission). This effect is ex-

R. Hascoët, F. Daigne & R. Mochkovitch: GRB prompt optical emission from internal shock – the case of the naked eye burst

pected in all highly variable outflows. However, depending on the initial conditions, the transition from the optical thick to the optically thin regime for the optical emission can occur at different radii leading to different observed delays. This is investigated in §4.4.

2. *Lower temporal variability in the optical lightcurve: a curvature effect.* The prompt optical lightcurve of the naked eye burst seems less variable than the γ -ray one (Racusin et al. 2008). The same feature is observed in the example shown in Fig. 7 (see bottom left panel). This is due to the curvature of the emitting surface: (i) even if the synchrotron emission in fast cooling regime occurs on a radiative timescale which is small compared to the dynamical timescale, the flux created by a flashing sphere is observed as a pulse of duration

$$\Delta t_{\text{obs}} = (1+z) \frac{R}{2\Gamma_*^2 c}, \quad (10)$$

where R and Γ_* are the radius and the Lorentz factor of the emitting region. This timescale fixes the shortest timescale of variability in the lightcurve and is larger for the mild internal shocks which dominate the optical emission because the radius R is larger (at small radius the optical flux is self absorbed) and the Lorentz factor Γ_* is smaller, by a factor $\sim \sqrt{k}$, as $\Gamma_* \simeq \sqrt{\Gamma_{\text{smooth}} \Gamma_f}$ (resp. $\sqrt{\Gamma_{\text{smooth}} \Gamma_s}$) for the violent (resp. mild) shocks; (ii) the pulse due to the curvature of the emitting surface shows a hard-to-soft spectral evolution which is due to the evolution of the Doppler boosting with the latitude of the emission and favors the smoothing of the optical lightcurve. Indeed, the γ -ray lightcurve is produced by violent collisions where the peak energy is in the γ -ray range. Then, the high-latitude emission peaks in the soft γ -ray range and does not contribute much to the lightcurve. On the other hand, the optical lightcurve is produced by mild collisions where the peak energy is in the soft X-ray range. Then the peak energy during the high-latitude emission comes closer to ν_V and the pulse decay is much shallower than in the γ -rays. As for the delayed onset, this feature is expected in all highly variable outflows.

3. *Slower decay of the prompt optical emission: a curvature effect and/or a result of late collisions.* The γ -ray lightcurve of the naked eye burst stops at ~ 55 s whereas its optical lightcurve still slowly decays until ~ 80 s (Racusin et al. 2008). A similar behavior is observed in the example shown in Fig. 7. This is again due to the curvature of the emitting surface: the last collisions contributing in the optical have a larger Δt_{obs} and a shallower decay of the high-latitude emission, as explained above. However, an additional effect can enhance the slow decay at the end of the optical lightcurve, the contribution of late internal shocks (see also Li & Waxman 2008). Once a region with a Lorentz factor Γ_f and a region with a Lorentz factor Γ_s have entirely collided, the merged region has been smoothed out by the propagation of the forward and reverse internal shocks. It has a final Lorentz factor close to Γ_{smooth} but whose precise value depends on the initial mass in the fast and slow regions (as seen in the top left panel of Fig. 7, the fast and slow ejection have not always the same duration and the resulting regions have different mass). The small differences in the final Lorentz factor of the smooth regions resulting from the first generation of internal shocks lead to a second generation of mild collisions. These late internal shocks can have a significant contribution in the optical range whereas they are not detected in the γ -ray domain. This leads to a longer activ-

ity of the outflow in the optical. An example of a well detected contribution of a late internal shock is seen in the optical lightcurve (Fig. 7, bottom left panel) at ~ 58 s, with no counterpart in γ -rays. Note that in the case of the naked eye burst, the observed decay at the end of the optical lightcurve is rather smooth, which favors a dominant effect of the curvature over the contribution of late collisions.

4.3. Spectral properties of the prompt emission

4.4. How frequent should be very optically bright prompt GRBs?

The results presented in the previous subsections show that a very bright prompt optical emission can be expected from internal shocks in a highly variable outflow, with properties in good agreement with the observations of the naked eye burst. However, one can wonder whether these properties are a consequence of a particular choice of the initial distribution of the Lorentz factor. To answer this question, we have performed two Monte Carlo simulations where 10^4 synthetic gamma-ray bursts have been generated as follows: the duration of the ejection is 25 s, as in the example shown in Fig. 7 and the initial distribution of the Lorentz factor is chosen randomly. In the first simulation ('bimodal'), Γ varies every 0.5 s and equals either 200 or 800 with equal probability, as in the example shown in Fig. 7. In the second simulation ('uniform'), it varies with the same timescale and equals a value between 200 and 800 with a uniform probability. For each synthetic gamma-ray burst, three microphysics parameters are fixed, $\epsilon_e = \epsilon_B = 1/3$ and $p = 5.8$ as in the example shown in Fig. 7. The two remaining parameters, injected kinetic power \dot{E} and fraction of accelerated electrons ζ are adjusted to have always the same radiated energy $E_{\gamma, \text{iso}} = 1.4 \cdot 10^{54}$ erg and the same peak energy of the time-integrated spectrum $E_{p, \text{obs}} = 675$ keV at $z = 0.937$ like in the naked eye burst.

In Fig. 9, we show for both simulations the distribution of the mean optical flux and the mean value of the mean optical to γ -rays spectral slope $\Gamma_{V-\gamma}$. All synthetic GRBs are optically bright, with a significative fraction of very optically bright GRBs: 34% (resp. 16%) of the synthetic bursts in the bimodal (resp. uniform) simulation have a mean optical flux above 20 Jy. In both simulations, it appears clearly that such outflows populate the region $-0.9 \leq \Gamma_{V-\gamma} \leq -0.5$ which is difficult to access with the optical tail of internal shocks radiating mostly in gamma-rays (see Fig. 1). Then, in Fig. 10, we study two specific properties of the naked eye burst: delayed onset and slower decay of the optical emission. We define a typical delay for the rise (resp. the decay) of the optical lightcurve compared to the gamma-ray lightcurve as follows: $t_{0.05}$ (resp. $t_{0.95}$) is the observer time where 5% (resp. 95%) of the gamma-ray fluence is reached. The mean optical flux $\langle F_V \rangle$ is computed over the standard T_{90} duration of the prompt gamma-ray emission, i.e. for $t_{0.05} \leq t_{\text{obs}} \leq t_{0.95}$. Then $t_{V\uparrow}$ (resp. $t_{V\downarrow}$) is defined as the lowest (resp. largest) value of t_{obs} where the optical flux above the mean value $\langle F_V \rangle$. Finally, we define a rise and decay delay time between the optical and gamma-ray light curves by $\Delta T_{\text{rise}} = t_{V\uparrow} - t_{0.05}$ and $\Delta T_{\text{decay}} = t_{V\downarrow} - t_{0.95}$. The distribution of ΔT_{rise} in Fig. 10 shows that a delayed onset of the optical lightcurve is almost systematic for the bimodal simulation, and that ΔT_{rise} exceeds 10 s in 49 % of cases. The effect is less pronounced in the uniform simulation but still 22 % of cases have $\Delta T_{\text{rise}} \geq 10$ s. A similar behavior is observed for the

R. Hascoët, F.Daigne & R.Mochkovitch: GRB prompt optical emission from internal shock – the case of the naked eye burst

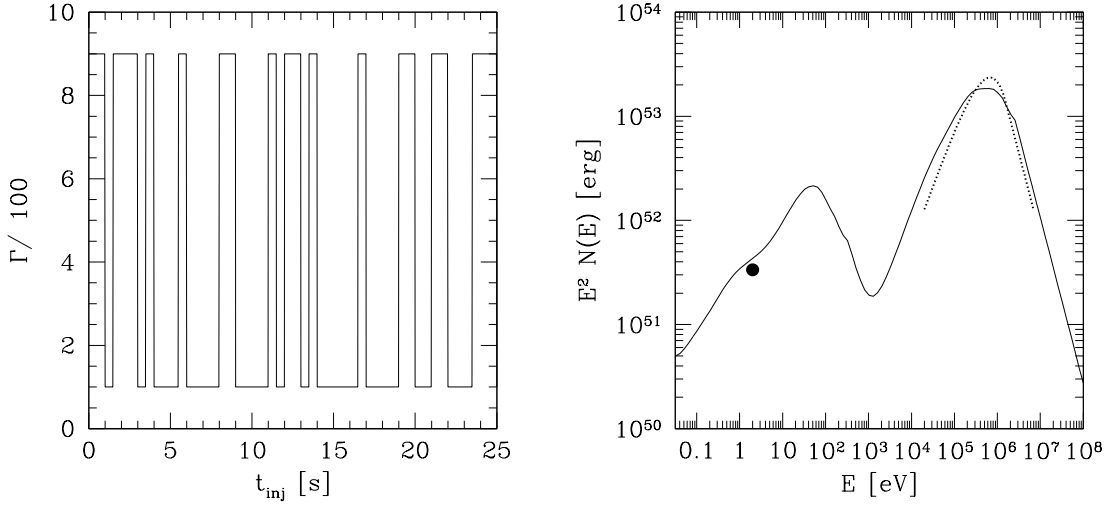


Fig. 8. A test case: the naked eye burst – Example of a synthetic burst, with a correct α slope. *Upper left panel:* initial Lorentz factor distribution of the outflow as a function of the injection time t_{inj} . The Lorentz factor Γ varies on a timescale of 0.5 s. In this example, for an illustrative purpose, it is forced to be either $\Gamma_s \approx 100$ or $\Gamma_f \approx 900$ with equal probability. The total ejection lasts for 25 s which leads to an observed burst duration of the order of 50 s at $z \sim 1$. *Upper right panel:* simulated spectra integrated over the t_{90} of the burst, with (solid line) or without (dashed line) synchrotron self-absorption. The observed time-integrated spectra (dotted line) and mean optical flux level (big dot) are also plotted.

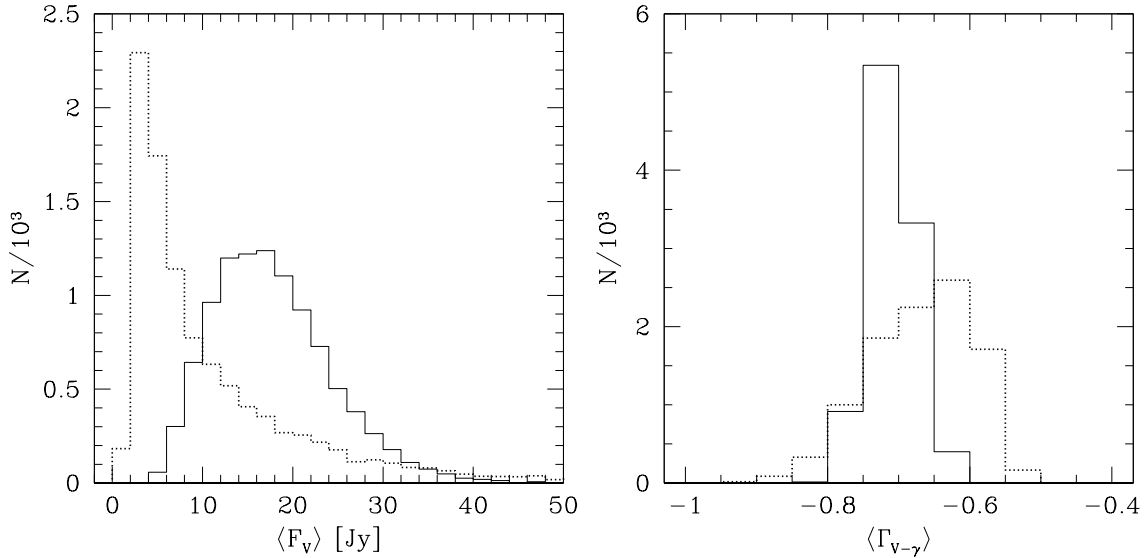


Fig. 9. Monte Carlo analysis of the optical emission from internal shocks in a highly variable outflow: (1) optical brightness. *Left:* distribution of the mean optical flux at $\nu = \nu_V$. *Right:* distribution of the mean optical to γ -rays spectral slope $\Gamma_{V-\gamma}$. The solid line (resp. dotted line) corresponds to a sample of 10^4 synthetic gamma-ray bursts where the relativistic outflow is generated with an ejection lasting for 25 s and an initial Lorentz factor varying every 0.5 s with a value equal to 200 or 800 with same probability (resp. a value taken randomly between 200 and 800 with uniform probability). See text for the other parameters of the Monte Carlo simulation.

distribution of ΔT_{decay} : the decay is always much slower for the optical light curve. It should be noted however that very large values of ΔT_{decay} are not realistic as our simulations do not include the effect of the deceleration by the external medium. This effect would tend to suppress internal shocks at very large radius (comparable or above the deceleration radius). To check

this, we have plotted in the left panel of Fig. 10 the distribution of ΔT_{rise} obtained when arbitrarily suppressing all collisions above a radius R_{end} . A significant fraction of synthetic bursts with $\Delta T_{\text{rise}} \geq 10$ s is still found in both simulations as long as $R_{\text{end}} \geq 3 \cdot 10^{16}$ cm. For $R_{\text{end}} = 10^{17}$ cm (resp. $3 \cdot 10^{16}$ cm), we have $\Delta T_{\text{decay}} \geq 10$ s in 62 % (resp. 23 %) for the bimodal simu-

R. Hascoët, F. Daigne & R. Mochkovitch: GRB prompt optical emission from internal shock – the case of the naked eye burst

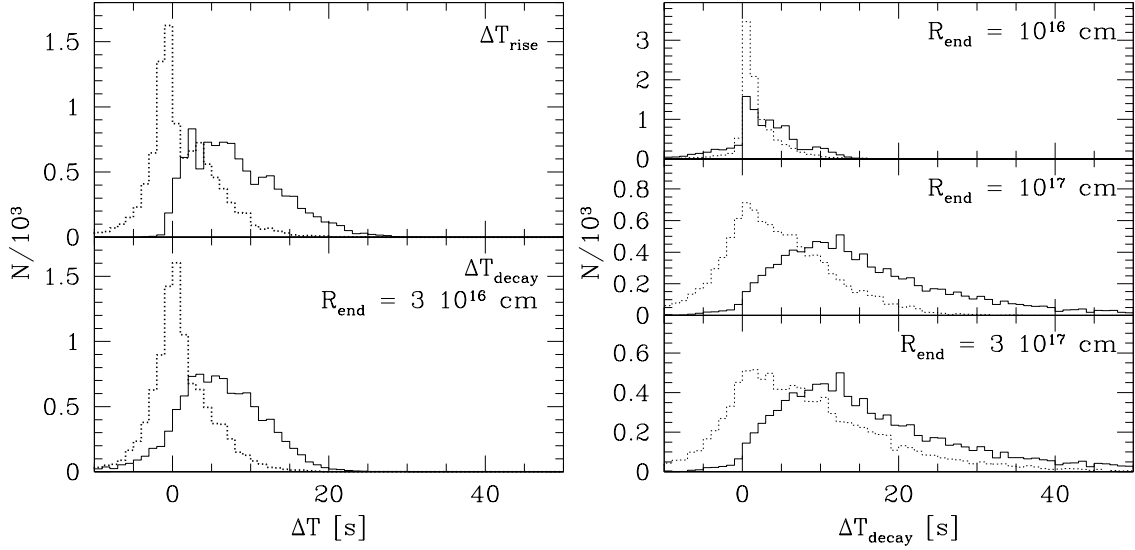


Fig. 10. Monte Carlo analysis of the optical emission from internal shocks in a highly variable outflow: (2) temporal properties. *Left:* distribution of the delay between the rise (top panel; resp. the decay, bottom panel) of the optical light curve compared to the gamma-ray light curve. It is assumed that internal shocks are suppressed for $R \geq R_{\text{end}} = 3 \cdot 10^{16}$ cm (see text). *Right:* distribution of the delay between the decay of the optical light curve compared to the gamma-ray lightcurve, for different values of the radius where internal shocks are suppressed: $R_{\text{end}} = 10^{16}$ (top), 10^{17} cm (middle), ∞ (bottom). The two simulations (solid and dotted line) are the same as in Fig. 9.

lation and 18 % (resp. 2.2 %) of cases for the uniform simulation.

Finally we have tested in Fig. 11 the variability of the synthetic lightcurves generated in the two Monte Carlo simulations. We have used two indicators, the number of pulses, defined as the number of maxima in the light curve, and an observed variability timescale ΔT_{var} defined in a similar way as in Reichart et al. (2001) by the timescale ΔT that maximizes the first derivative of the function

$$S(\Delta T) = \frac{\int_{0.05}^{0.95} (F_{\text{smooth}}(\Delta T; t_{\text{obs}}) - F(t_{\text{obs}}))^2 dt_{\text{obs}}}{\int_{0.05}^{0.95} F^2(t_{\text{obs}}) dt_{\text{obs}}}, \quad (11)$$

where $F(t_{\text{obs}})$ is the observed flux in optical or gamma-rays and $F_{\text{smooth}}(\Delta T; t_{\text{obs}})$ is the flux smoothed over a timescale ΔT , i.e. obtained by the convolution of $F(t_{\text{obs}})$ with a boxcar smoothing function of area 1 and width ΔT . Except for the number of pulses in the optical light curve which is slightly higher in the second simulation, there are no differences between the distributions obtained for the two Monte Carlo simulations. The two indicators show that the optical light curve is less variable than the gamma-ray light curve in most of the synthetic bursts.

This simple analysis shows clearly that the optical brightness is a generic feature for internal shocks within a highly variable outflow, with however properties which are not necessarily as extreme as in the case of the naked eye burst, especially for the second simulation where the Lorentz factor is uniformly distributed between 200 and 800, which is probably more realistic than the idealized bimodal case where it equals either 200 or 800. It should be noted however that no fine-tuning is necessary to reproduce the main features of GRB 080319B: a significative fraction of the synthetic bursts in both simulations show a mean optical flux above 20 Jy and an optical light curve with a delayed onset by 10 s or more, a slower decay by 15 s or more, and less variability than the gamma-ray light curve (less pulses,

larger variability timescale). The physical processes responsible for these properties, especially the role of the synchrotron self-absorption and the curvature effect, have been explicated in Sect. 4.2.2. Therefore, we can conclude that the proposed mechanism is a viable explanation for the physical origin of the naked eye bursts. Unfortunately, this analysis cannot be used to predict the frequency of very optically bright GRBs such as GRB 080319B. It is indeed impossible with our present understanding of GRB central engines to predict the distribution of the properties of the relativistic outflow. It seems however reasonable to conclude that there should be a tendency for highly variable GRBs to have a brighter prompt optical emission.

5. Conclusions

Acknowledgements. The authors acknowledge the French Space Agency (CNES) for financial support. R.H.'s PhD work is funded by a Fondation CFM–JP Aguilar grant.

References

- Akerlof, C., Balsano, R., Barthelmy, S., et al. 1999a, *Nature*, 398, 400
- Akerlof, C., Balsano, R., Barthelmy, S., et al. 1999b, *Nature*, 398, 400
- Asano, K., Inoue, S., & Mészáros, P. 2010, *ApJ*, 725, L121
- Asano, K. & Mészáros, P. 2011, *ApJ*, 739, 103
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *ApJ*, 413, 281
- Barraud, C., Daigne, F., Mochkovitch, R., & Atteia, J. L. 2005, *A&A*, 440, 809
- Beloborodov, A. M. 2010, *MNRAS*, 407, 1033
- Beskin, G., Karpov, S., Bondar, S., et al. 2010, *ApJ*, 719, L10
- Blake, C. H., Bloom, J. S., Starr, D. L., et al. 2005, *Nature*, 435, 181
- Bošnjak, Ž., Daigne, F., & Dubus, G. 2009, *A&A*, 498, 677
- Briggs, M. S., Band, D. L., Kippen, R. M., et al. 1999, *ApJ*, 524, 82
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, *Nature*, 387, 783
- Cucchiara, A., Cenko, S. B., Bloom, J. S., et al. 2011, *ApJ*, 743, 154
- Daigne, F., Bošnjak, Ž., & Dubus, G. 2011, *A&A*, 526, A110+
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 1998, *MNRAS*, 296, 275
- Derishev, E. V., Kocharovskiy, V. V., & Kocharovskiy, V. V. 2001, *A&A*, 372, 1071

R. Hascoët, F.Daigne & R.Mochkovitch: GRB prompt optical emission from internal shock – the case of the naked eye burst

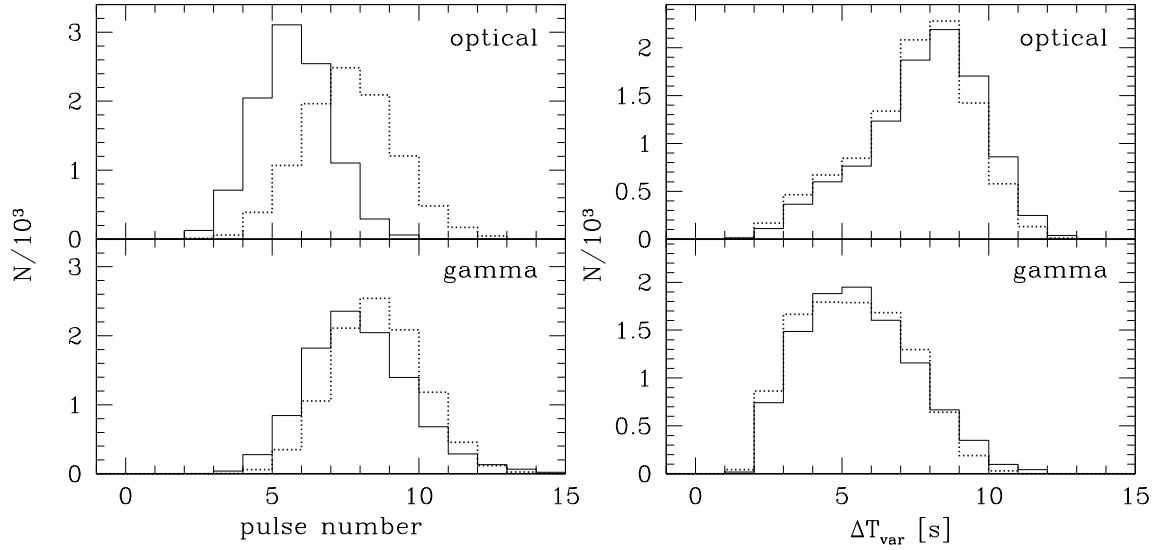


Fig. 11. Monte Carlo analysis of the optical emission from internal shocks in a highly variable outflow: (3) variability. *Left:* distribution of the number of pulses in the optical (top) and gamma-ray (bottom) light curves. *Right:* distribution of the variability timescale in the optical (top) and gamma-ray (bottom) light curves. The two simulations (solid and dotted line) are the same as in Fig. 9.

- Fan, Y.-Z., Zhang, B., & Wei, D.-M. 2009, *Phys. Rev. D*, 79, 021301
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Nicastro, L., Feroci, M., & Taylor, G. B. 1997, *Nature*, 389, 261
- Gendre, B., Atteia, J. L., Boër, M., et al. 2011, *ArXiv e-prints*
- Giannios, D. & Spitkovsky, A. 2009, *MNRAS*, 400, 330
- Golenetskii, S., Aptekar, R., Mazets, E., et al. 2008, *GRB Coordinates Network*, 7482, 1
- Götz, D., Covino, S., Hascoët, R., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 2173
- Granot, J. 2011, *ArXiv e-prints*
- Guidorzi, C., Kobayashi, S., Perley, D. A., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 2124
- Hascoët, R., Daigne, F., Mochkovitch, R., & Vennin, V. 2011, to appear in *MNRAS*
- Kaneko, Y., Preece, R. D., Briggs, M. S., et al. 2006, *ApJS*, 166, 298
- Klotz, A., Gendre, B., Atteia, J. L., et al. 2009, *ApJ*, 697, L18
- Klotz, A., Gendre, B., Stratta, G., et al. 2006, *A&A*, 451, L39
- Kobayashi, S., Piran, T., & Sari, R. 1997, *ApJ*, 490, 92
- Kumar, P. & Panaitescu, A. 2000, *ApJ*, 541, L51
- Kumar, P. & Panaitescu, A. 2008, *MNRAS*, 391, L19
- Li, Z. 2010, *ApJ*, 709, 525
- Li, Z. & Waxman, E. 2008, *ApJ*, 674, L65
- Nakar, E., Ando, S., & Sari, R. 2009, *ApJ*, 703, 675
- Nava, L., Ghirlanda, G., Ghisellini, G., & Celotti, A. 2011, *MNRAS*, 415, 3153
- Piran, T., Sari, R., & Zou, Y.-C. 2009, *MNRAS*, 393, 1107
- Preece, R. D., Briggs, M. S., Mallozzi, R. S., et al. 2000, *ApJS*, 126, 19
- Racusin, J. L., Karpov, S. V., Sokolowski, M., et al. 2008, *Nature*, 455, 183
- Rees, M. J. & Meszaros, P. 1994, *ApJ*, 430, L93
- Reichart, D. E., Lamb, D. Q., Fenimore, E. E., et al. 2001, *ApJ*, 552, 57
- Sari, R. & Piran, T. 1999, *ApJ*, 517, L109
- Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, *ApJ*, 497, L17+
- Shen, R.-F. & Zhang, B. 2009, *MNRAS*, 398, 1936
- Stamatikos, M., Ukwatta, T. N., Sakamoto, T., et al. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1133, American Institute of Physics
- Conference Series, ed. C. Meegan, C. Kouveliotou, & N. Gehrels, 356–361
- Stratta, G., Pozanenko, A., Atteia, J.-L., et al. 2009, *A&A*, 503, 783
- Toma, K., Wu, X.-F., & Mészáros, P. 2009, *ApJ*, 707, 1404
- Toma, K., Wu, X.-F., & Mészáros, P. 2011, *MNRAS*, 415, 1663
- van Paradijs, J., Groot, P. J., Galama, T., et al. 1997, *Nature*, 386, 686
- Vestrand, W. T., Woźniak, P. R., Wren, J. A., et al. 2005, *Nature*, 435, 178
- Woźniak, P. R., Vestrand, W. T., Panaitescu, A. D., et al. 2009, *ApJ*, 691, 495
- Yost, S. A., Aharonian, F., Akerlof, C. W., et al. 2007a, *ApJ*, 669, 1107
- Yost, S. A., Swan, H. F., Rykoff, E. S., et al. 2007b, *ApJ*, 657, 925
- Yu, Y. W., Wang, X. Y., & Dai, Z. G. 2009, *ApJ*, 692, 1662
- Zheng, W., Shen, R. F., Sakamoto, T., et al. 2011, *ArXiv e-prints*
- Zou, Y., Piran, T., & Sari, R. 2009, *ApJ*, 692, L92

Chapitre 6.

A la recherche de l'émission thermique

Sommaire

6.1. Où est l'émission thermique ?	160
6.1.1. Accélération thermique du jet : émission photosphérique brillante	160
6.1.2. Des détections marginales	160
6.1.3. Alternatives théoriques pour éviter une composante thermique brillante	163
6.2. Emission thermique d'un écoulement magnétisé	164
6.3. Discussion & conclusions	165
6.3.1. Contraintes sur le contenu thermique	165
6.3.2. Chocs internes : évolution temporelle de la composante photosphérique	167
6.3.3. Révision des pentes α pour la composante non thermique	167
6.4. Perspectives	168
6.5. Pub. IV : Modeling the prompt thermal emission in Gamma-Ray Bursts	168

6.1. Où est l'émission thermique ?

La composition du jet ultra-relativiste où se fait l'émission des sursauts reste très difficile à déterminer. On a vu à la section 2.4 que les mécanismes envisagés pour l'accélération de l'écoulement sont soit de nature thermique, soit de nature magnétique. Suivant les poids relatifs des différents réservoirs d'énergie à la fin de la phase d'accélération – thermique, cinétique et magnétique – trois grandes familles de modèles de dissipation pour produire l'émission *prompte* sont envisagés : l'émission photosphérique (dont le spectre peut être modifié par rapport à un spectre purement thermique, par exemple grâce à des mécanismes dissipatifs supplémentaires), les chocs internes et la reconnexion magnétique (voir section 2.5). Je démontre dans ce chapitre comment la (non) détection de composantes thermiques dans les spectres de sursauts constitue une piste très prometteuse pour contraindre la composition du jet au moment de la phase *prompte*, et donc la nature du processus responsable de l'accélération du jet.

6.1.1. Accélération thermique du jet : émission photosphérique brillante

Dans le scénario de la « boule de feu », présenté au §2.4.2-2.5.2-2.6.3, l'écoulement éjecté par le moteur central est initialement dominé par sa composante thermique (e.g. Piran et al. 1993). Puis il accélère par expansion adiabatique jusqu'au rayon R_{acc} (équation 2.9), où il a converti la majorité de son énergie thermique en énergie cinétique, avant de libérer son reliquat de contenu thermique à la photosphère de rayon R_{ph} (équation 2.8). Puis à encore plus grand rayon, l'écoulement relativiste étant hautement variable, des chocs internes au sein du jet dissipent une partie de l'énergie cinétique et la convertissent en émission *prompte* gamma (Rees & Meszaros 1994; Kobayashi et al. 1997; Daigne & Mochkovitch 1998). Enfin la rémanence est produite lors de la phase de décélération du jet par le milieu extérieur (Meszaros & Rees 1997; Sari et al. 1998).

Dans ce modèle d'accélération du jet, l'émission thermique libérée à la photosphère est bien plus brillante que l'émission non thermique produite par les chocs internes (Daigne & Mochkovitch 2002b). Des composantes thermiques – éventuellement modifiées par l'effet d'intégration angulaire discuté en §3.6.4 ou par une évolution significative de la température durant l'intervalle sur lequel le spectre observé est intégré – devraient donc systématiquement être détectées dans les spectres gamma de sursauts. Or dans les faits, la situation est plutôt inverse : les spectres gamma (au moins jusqu'à $\simeq 10$ MeV) sont dans la plupart des cas relativement bien ajustés par une fonction de *Band* avec des pentes spectrales typiques à basse et haute énergie $\alpha \simeq -1$ et $\beta \simeq -2.5$ (voir §1.4.1) ; les éventuelles signatures d'une composante thermique se font rares et peu évidentes. Dans le paragraphe qui suit je présente brièvement différents faits observationnels qui pourraient éventuellement s'interpréter comme la signature de composantes thermiques.

6.1.2. Des détections marginales

— Obs. (i) une pente α proche de $\simeq +1$ au début de certains sursauts —

L'une des premières indication d'une éventuelle composante thermique provient de pentes spectrales à basse énergie α très dures, proches de la pente de Rayleigh-Jeans $+1$, observées dans une dizaine de sursauts détectés par BATSE (Ghirlanda et al. 2003). La pente α dans ces sursauts est proche de $+1$ surtout au début de l'émission *prompte*, puis s'amollit progressivement atteignant à la fin une valeur plus standard $\alpha \simeq -0.5 \rightarrow -1$ (voir l'exemple de GRB 911118 en figure 6.1). Notons cependant qu'au dessus de l'énergie de pic, en revanche, le spectre ne montre aucun signe d'une coupure exponentielle : le spectre s'étend en loi de puissance avec un indice spectral β typique de l'ensemble des sursauts ($\beta \simeq -2 \rightarrow -3$) jusqu'à la limite de détection instrumentale. Il ne peut donc s'agir d'un pur spectre thermique.

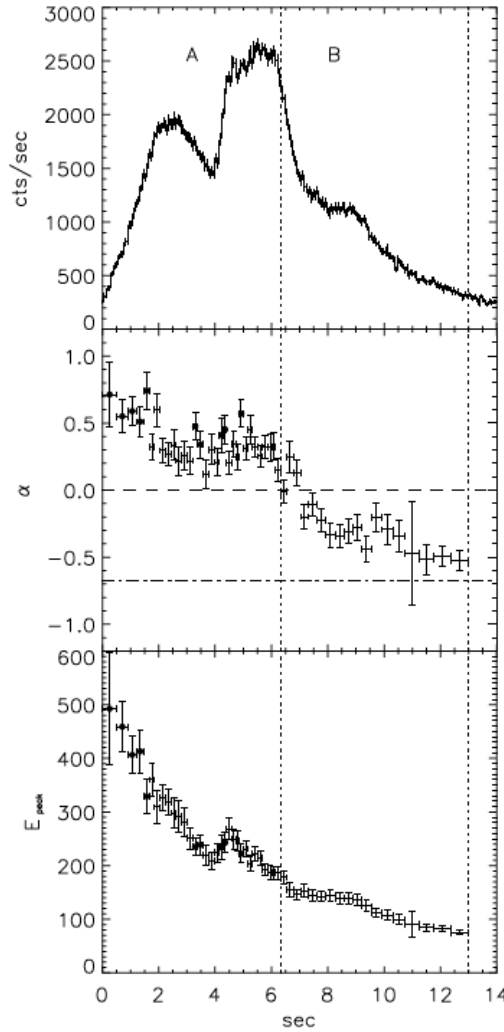


FIGURE 6.1.: **GRB 911118 – un exemple de sursaut avec une pente α très raide.** *Haut* : courbe de lumière en nombre de photons par seconde. *Milieu* : évolution de l'indice spectral basse énergie α . *Bas* : évolution de l'énergie de pic E_p . Le spectre du sursaut s'amollit au cours du temps via une diminution de α , mais également de E_p . [origine : Ghirlanda et al. (2003)]

— **Obs. (ii) une combinaison (corps noir + loi de puissance) ou une fonction de *Band* ?** —

Par extension des résultats de Ghirlanda et al. (2003), Ryde (2005) montre que la plupart des spectres de sursauts détectés par BATSE peuvent aussi bien s'ajuster par une fonction de *Band* que par une combinaison [loi de Planck + loi de puissance] : voir figure 6.2. Ces deux ajustements ont le même nombre de degrés de liberté, mais le second a l'avantage d'être plus « physique » que le premier, la fonction de *Band* étant purement phénoménologique. Dans une autre étude, toujours fondée sur des spectres obtenus par BATSE, Ryde & Pe'er (2009) montrent que l'évolution temporelle de la température (resp. du flux) de la composante de corps noir suit une loi de puissance brisée d'indices successifs voisins de $\simeq 0$ puis de $\simeq -0.68$ (resp. $+0.63$ et -2).

Cependant les résultats plus récents de *Fermi*, qui étend notablement la couverture spectrale avec ses deux instruments GBM (8 keV - 40 MeV), et LAT (20 MeV - 300 GeV) par rapport à BATSE (25 keV - 1 MeV), semblent désormais exclure (pour la plupart des sursauts) cet ajustement [loi de Planck + loi de puissance]. La fonction de *Band*, bien qu'elle soit phénoménologique, donne de bien meilleurs ajustements – avec cependant parfois la nécessité d'y ajouter une loi de puissance additionnelle à haute énergie (dans le domaine du LAT, voir §1.4.1).

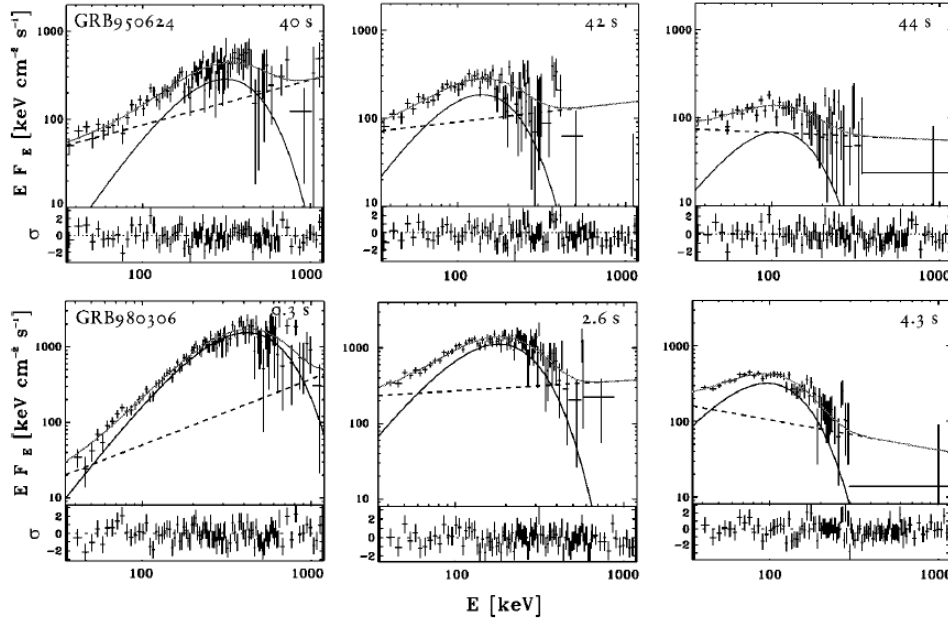


FIGURE 6.2.: **Exemple d'ajustements de spectres par une combinaison [loi de Planck + loi de puissance]**. Spectres de GRB 950624 et GRB 980306, réalisés par BATSE sur différents intervalles de temps. Des ajustements par une combinaison (loi de Planck + loi de puissance) y sont superposés. [origine : Ryde (2005)]

— Obs. (iii) le cas particulier de GRB 090902B —

Le spectre de GRB 090902B se décompose en une fonction de *Band* très « piquée », superposée à une loi de puissance (voir le spectre intégré sur toute la durée du sursaut en figure 1.16). Les pentes basse et haute énergie de la fonction de *Band* varient sur une grande plage, $\alpha \simeq -1.3 \rightarrow +0.07$ et $\beta \simeq -5 \rightarrow -2.2$ (Abdo et al. 2009a). Pour le spectre intégré sur l'intervalle 'b', l'ajustement donne des valeurs $\alpha \simeq +0.07$ et $\beta \simeq -3.9$. De telles pentes peuvent faire penser à une composante thermique dont le spectre de corps noir aurait été élargi par différents effets (Ryde et al. 2010) – par exemple, des effets d'intégration angulaire et temporelle (voir §3.6.4).

Il s'agit d'un cas d'étude très intéressant, mais il convient de noter qu'il reste unique en son genre et ne peut donc pas être considéré comme la norme : dans la majorité des sursauts les spectres dans le domaine du GBM (de 8 keV à 40 MeV) sont convenablement ajustés par une fonction de *Band* avec des pentes $\alpha \simeq -1$ et $\beta \simeq -2.5$. Dans certains cas, cette fonction de *Band* ajuste également les données du LAT à haute énergie ; dans d'autres cas l'ajout d'une loi de puissance devient nécessaire, qui semble parfois corrélée à un excès à basse énergie (voir §3.6.4).

— Obs. (iv) une composante de corps noir sous-dominante dans le domaine keV \rightarrow MeV ? —

Enfin l'analyse de GRB 100724B par Guiriec et al. (2011) montre qu'une composante sous-dominante de corps noir (ou proche d'un corps noir) pourrait être présente dans le domaine du keV \rightarrow MeV. En effet pour ce sursaut particulier l'utilisation d'une combinaison (fonction de *Band* + corps noir) augmente de manière significative la qualité de l'ajustement par rapport à une simple fonction de *Band*. Cette composante ajustée par un corps noir est largement sous dominante par rapport à la composante de *Band* (voir figure 6.3), et ne transporte qu'une petite fraction de l'énergie totale : le rapport des fluences est $F_{\text{BB}}/F_{\text{tot}} = 0.04 \pm 0.02$. Il reste donc difficile de contraindre sa forme exacte mais il est tentant de l'interpréter comme un corps noir puisqu'une émission photosphérique est attendue dans la majorité des scénarios. Dans ce cas, la température observée $T \simeq 38$ keV évolue peu (sur des intervalles d'intégration de quelques secondes) au cours du sursaut. D'autres composantes sous-dominantes

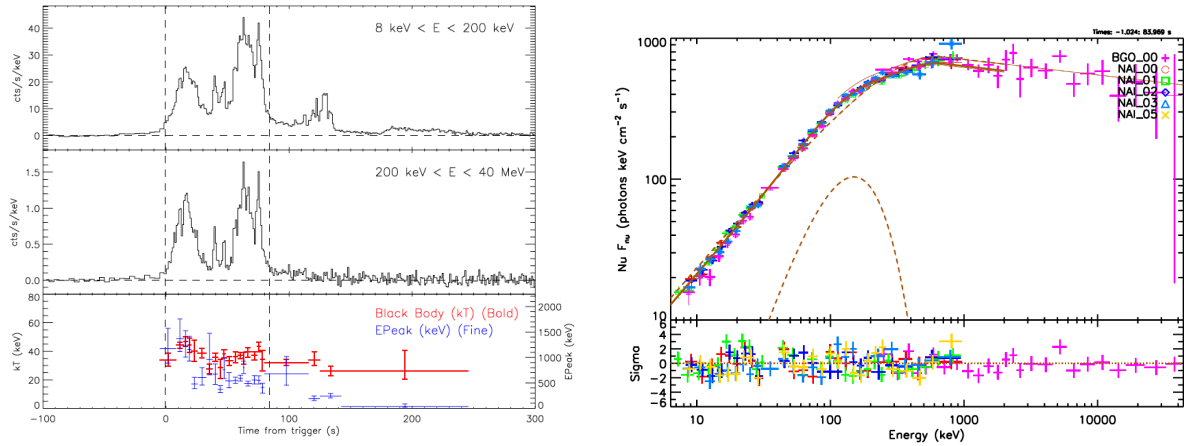


FIGURE 6.3.: **Ajustement d'une composante de corps noir dans GRB 100724B.** Guiriec et al. (2011) proposent d'ajuster le spectre de GRB 100724B par une fonction de Band et un corps noir additionnel. Le sursaut est suffisamment brillant pour suivre l'évolution spectrale avec une résolution de quelques secondes. *Gauche* : flux de photons gamma reçu dans les canaux basse et haute énergie de *Fermi*-GBM (panneaux haut et médian). Evolution de l'énergie de pic de la composante de Band et de la température du corps noir (panneau bas). *Droite* : ajustement du spectre intégré sur la durée du sursaut. La composante de corps noir, qui pique aux alentours de 150 keV, ne contient que quelques pourcents de l'énergie totale.

similaires pourraient être détectées dans d'autres sursauts, tels GRB 110920 (McGlynn et al. 2012) ou GRB 120323 (Guiriec et al., communication privée), avec semble-t-il un rapport F_{BB}/F_{tot} plus élevé, rendant la détection plus nette. Dans ce dernier cas la fonction de *Band* a des paramètres parfaitement standard, avec une pente α proche de -1.5 et compatible avec le rayonnement synchrotron en régime *fast-cooling*, et une énergie de pic E_p corrélée à l'intensité des *pulses*. La température évolue également mais pas de la même manière que E_p .

Il faut noter cependant que la fonction de *Band* donne une forme phénoménologique, en dehors de toute considération physique. Il est donc normal qu'elle n'offre pas un ajustement parfait des spectres observés, et qu'une brique additionnelle (en l'occurrence deux paramètres supplémentaires pour une loi de Planck) permette d'améliorer les choses.

6.1.3. Alternatives théoriques pour éviter une composante thermique brillante

La situation concernant la détection (ou la non détection) de composantes thermiques reste donc confuse. Les différents résultats observationnels présentés ci-dessus sont de natures très différentes, certains étant peut-être incompatibles entre eux : il est donc difficile d'interpréter cet ensemble de propositions dans un cadre unifié et cohérent.

L'absence d'indications nettes pour la présence d'un corps noir dans les données conduit à s'interroger sur l'interprétation théorique d'une composante photosphérique qui serait fortement sous-dominante, ou resterait masquée en raison d'un spectre assez éloigné d'une fonction de Planck. Il n'y a donc que deux possibilités :

- Supprimer la composante thermique en invoquant un modèle d'accélération magnétique pour le jet : la composante thermique emportée dans l'écoulement est très faible et la composante photosphérique est largement dominée par l'émission non thermique, produite par chocs internes ou reconnexion magnétique (voir §2.4.3).
- Masquer l'émission photosphérique brillante en modifiant son spectre de corps noir pour le rendre « non thermique » avec la forme de la fonction de *Band* observée : cette situation pourrait être

réalisée par des modèles où un mécanisme dissipatif supplémentaire agit à la photosphère (e.g. Rees & Mészáros 2005; Beloborodov 2010) et conduit à la comptonisation du spectre à haute énergie (voir §2.5.4). L'interprétation des sursauts montrant deux composantes spectrales indépendantes (*Band* + corps noir) peut être problématique pour ce scénario.

Cette seconde possibilité a déjà été étudiée en détails par plusieurs auteurs (voir §2.5.4). Dans ce chapitre, nous explorons la première possibilité. En particulier nous souhaitons :

- Préciser les contraintes sur la fraction ϵ_{th} du contenu énergétique de l'écoulement initialement sous forme thermique avant accélération, imposées par les observations actuelles.
- Prédire des aspects de l'évolution temporelle de la composante thermique, qui seraient éventuellement accessibles aux instruments actuels ou à venir.

6.2. Emission thermique d'un écoulement magnétisé transportant une composante thermique sous-dominante

Considérons que l'écoulement soit éjecté par le moteur central à travers une section circulaire de rayon ℓ , avec un facteur de Lorentz initial $\Gamma_0 \gtrsim 1$ (en pratique pris égal à l'unité par la suite), et une puissance \dot{E} (ici définie comme l'énergie vraie injectée dans le jet pointant vers l'observateur) dont une fraction ϵ_{th} est sous forme thermique. A grande distance (en fin d'accélération, voir figure 6.4) l'écoulement est supposé être focalisé dans un cône homogène de demi ouverture θ_j . Il est ainsi possible de définir une puissance isotrope équivalente $\dot{E}_{\text{iso}} = \frac{4}{\theta_j^2} \dot{E}$.

En exprimant la puissance injectée sous forme thermique à la base de l'écoulement,

$$L_{\text{th},0} = \dot{E}_{\text{th},0} = \epsilon_{\text{th}} \frac{\theta_j^2}{4} \dot{E}_{\text{iso}} = \pi \ell^2 c \left[a T_0^4 \right] \quad (6.1)$$

avec a la constante de radiation, on obtient directement la température initiale :

$$T_0 \simeq 0.4 \left(\frac{\ell}{10^7 \text{ cm}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\theta_j}{0.1} \right)^{\frac{1}{2}} \epsilon_{\text{th}}^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\dot{E}_{\text{iso}}}{10^{52} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{\frac{1}{4}} \text{ MeV}. \quad (6.2)$$

Ensuite, en combinant les équations de conservation de la masse $\rho \Gamma v S = \text{cste}$ (où S est la section de l'écoulement. Initialement $S = \pi \ell^2$) et d'invariance adiabatique $T \rho^{-\frac{1}{3}} = \text{cste}$, on obtient pour une tranche de fluide l'évolution de la température

$$T_{\text{obs}}(R) = T_0 \left(\Gamma^{\frac{2}{3}} \theta_j^{-\frac{2}{3}} R^{-\frac{2}{3}} \ell^{\frac{2}{3}} \right) \quad (6.3)$$

et de la puissance associée

$$L_{\text{th}}(R) = L_{\text{th},0} \left(\Gamma^{\frac{2}{3}} \theta_j^{-\frac{2}{3}} R^{-\frac{2}{3}} \ell^{\frac{2}{3}} \right) = L_{\text{th},0} \left(\frac{T_{\text{obs}}(R)}{T_0} \right) \quad (6.4)$$

mesurées dans le référentiel de la source centrale. On peut finalement en déduire la température $T_{\text{ph}} = T_{\text{obs}}(R_{\text{ph}})$ et la luminosité $L_{\text{ph}} = L_{\text{th}}(R_{\text{ph}})$ à la photosphère, où le rayon R_{ph} est donné par l'équation 2.8. La puissance cinétique $\dot{E}_{\text{iso,kin}}$ apparaissant dans la formule du rayon photosphérique R_{ph} est donnée par :

$$\dot{E}_{\text{iso,kin}} = \frac{1}{1 + \sigma} \left(\dot{E}_{\text{iso}} - L_{\text{ph,iso}} \right)$$

où σ est la magnétisation restante *après* la phase d'accélération de l'écoulement. Soit

$$\dot{E}_{\text{iso,kin}} \simeq \frac{1}{1 + \sigma} \dot{E}_{\text{iso}}, \quad (6.5)$$

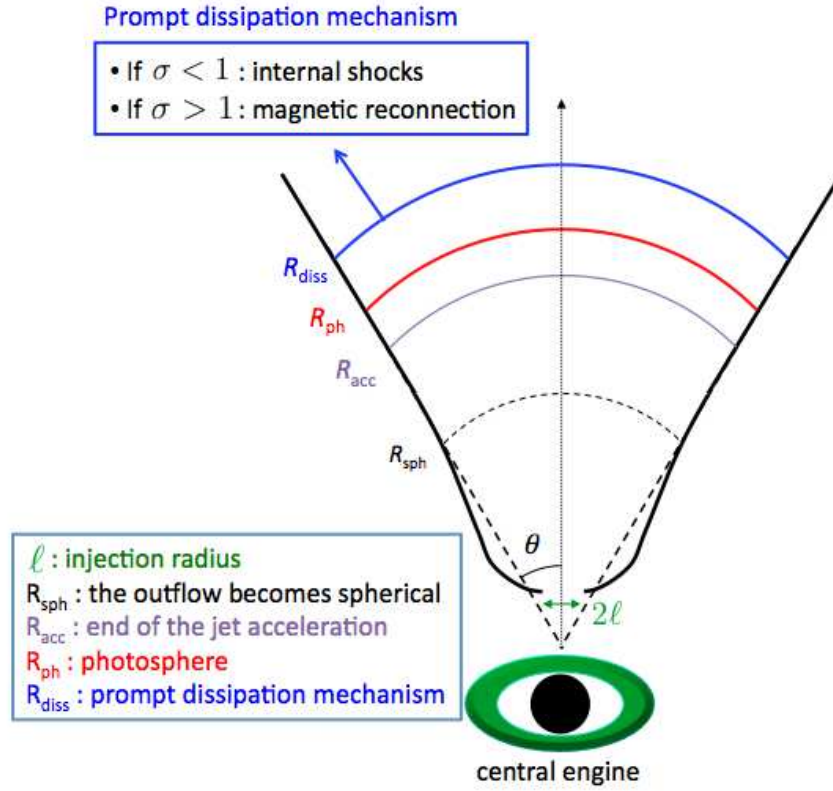


FIGURE 6.4.: **Ecoulement magnétisé transportant une composante thermique sous-dominante.** Vue schématique du scénario (voir texte).

en supposant que la fraction de l'énergie du jet perdue sous forme de rayonnement thermique reste faible ($L_{ph,iso}/\dot{E}_{iso} \ll 1$, ce qui est le cas pour les différents exemples présentés dans **Pub. IV**).

Il est ainsi possible de calculer l'émission photosphérique d'un écoulement quelconque qui doit être de nature magnétique si $\epsilon_{th} \ll 1$. Dans les exemples présentés dans **Pub. IV** on suppose que l'accélération est terminée à la photosphère avec un facteur de Lorentz $\Gamma_{ph} = \Gamma_{\infty} = \frac{\dot{E}}{Mc^2}$. Dans le cas d'une accélération partielle, l'émission photosphérique serait moins brillante et plus froide ; les nouvelles dépendances qu'il faut alors prendre en compte sont données dans l'appendice A de **Pub. IV**. La forme adoptée pour le spectre instantané est celle de la loi de Planck modifiée donnée par l'équation 3.50. Il est intéressant de préciser que nos résultats se ramènent à ceux du scénario de la « boule de feu », où toute l'énergie est initialement sous forme thermique, en prenant $\epsilon_{th} = 1$ et $\sigma = 0$ (voir par exemple Piran 2000; Daigne & Mochkovitch 2002b).

6.3. Discussion & conclusions

6.3.1. Contraintes sur le contenu thermique

En utilisant cette approche il devient possible d'estimer la contrainte sur la fraction ϵ_{th} , imposée par le niveau de la composante thermique détectée dans le spectre de certains sursauts :

- **Dans le cas d'une composante thermique sous-dominante** : en adoptant une fraction faible $\epsilon_{th} = 0.01 \rightarrow 0.1$, il est naturel d'obtenir une contribution thermique sous-dominante ressemblant à la composante additionnelle de corps noir proposée pour GRB 100724B par Guiriec et al. (2011). La confirmation de telles détections de composantes thermiques sous-dominantes dans d'autres sursauts favoriserait clairement un mécanisme magnétique pour l'accélération du jet.
- **Dans la cas d'une composante thermique dominante** : reproduire la composante brillante très « piquée » de GRB 090902B, via une contribution thermique nécessite une fraction $\epsilon_{th} \simeq 1$

et un facteur de Lorentz élevé $\Gamma \simeq 10^3$ (la brillance de l'émission photosphérique augmente avec Γ), si on veut limiter la puissance du jet à une valeur « raisonnable » $\dot{E}_{\text{iso}} \simeq 10^{54} \text{ erg s}^{-1}$. Dans ces rares cas, un scénario d'accélération thermique du jet est donc favorisé.

6.3.2. Chocs internes : évolution temporelle de la composante photosphérique

Dans le cadre du modèle des chocs internes, il est possible de calculer de manière cohérente l'émission photosphérique et la composante non thermique produite par les chocs internes¹ et d'en déduire les courbes de lumière et les spectres synthétiques résultant de la superposition des deux contributions, telles qu'ils seraient perçus par un observateur. Des exemples de sursauts synthétiques sont présentés en figures 6.5, et 2 \rightarrow 4 de **Pub. IV**.

Il est ainsi possible de discuter plus finement les possibles indications observationnelles de composante photosphérique présentées au §6.1.2 :

- Observation (i) : dans le cadre des chocs internes, on s'attend naturellement à ce que le début (resp. la fin) de l'émission *prompte* soit purement thermique (resp. non thermique), en raison d'un rayon photosphérique plus petit que celui des chocs internes (voir l'exemple de la figure 6.5). Ce décalage temporel existe au niveau du sursaut dans son ensemble mais aussi d'un *pulse* individuel. Il peut donc y avoir dans certains intervalles un spectre presque entièrement d'origine photosphérique. Cet effet permettrait d'expliquer les pentes basses énergie α très dures mesurées dans certains sursauts détectés par BATSE. Cependant la transition spectrale prédite, lorsque la composante non thermique s'allume, est très rapide contrairement aux observations qui semblent suggérer un amollissement progressif de α (et de E_p) tout au long du sursaut (voir figure 6.1). Il sera intéressant de savoir si les résultats de GBM confirmeront ceux de BATSE.
- Observation (ii) : il est possible de reproduire l'évolution temporelle en loi de puissance brisée (croissante puis décroissante) de la température et de la luminosité thermiques issues des ajustements de Ryde & Pe'er (2009), en adoptant également une évolution en loi de puissance brisée pour le facteur de Lorentz et la puissance de l'écoulement. Cependant, en l'absence de justification liée à la physique du moteur central, cette prescription (alors que le sursaut lui-même est très variable) paraît plutôt *ad hoc*. Ryde & Pe'er (2009) associent ce comportement plutôt à l'émission de haute latitude de la photosphère. Nous démontrons au chapitre 7 que cette interprétation est très peu probable. Le GBM avec sa couverture spectrale plus large pourra préciser les choses sur le plan observationnel. L'échantillon de sursauts avec une composante thermique détectée est encore très petit. Dans GRB 110721A, une évolution en loi de puissance brisée semble aussi observée (Ryde et al. 2012) mais ce n'est pas le cas dans GRB 100724B (Guiriec et al. 2011) et GRB 120323 (Guiriec et al., communication privée).
- Observation (iv) : dans le cadre des chocs internes, une forte variabilité est prédite pour la température instantanée (typiquement sur deux décades) en raison du contraste dans la distribution de facteur de Lorentz (nécessaire à la formation de chocs internes). A l'inverse la température de la composante thermique détectée dans GRB 100724B varie très peu (seulement d'un facteur 2) au cours du sursaut. Cette faible variabilité pourrait cependant s'expliquer par un effet de moyenne, si la température instantanée de la composante thermique varie sur une échelle de temps beaucoup plus courte ($\ll 1 \text{ s}$) que les intervalles d'intégration des spectres observés. La figure 6.5 illustre cet effet de lissage : la température varie d'un facteur 100 mais après lissage sur une échelle de 2 s (resp. 4 s), les variations ne sont plus que d'un facteur 10 (resp. 3). GRB 120323 (Guiriec et al., communication privée), où la composante thermique est détectée de manière plus nette, montre une évolution plus forte de la température (variations d'un facteur environ 10), en meilleur accord avec nos prédictions.

1. L'évolution temporelle de la puissance dissipée par reconnexion magnétique reste trop incertaine pour pouvoir adopter une approche similaire dans le cadre des modèles d'émission *prompte* reposant sur la dissipation magnétique.

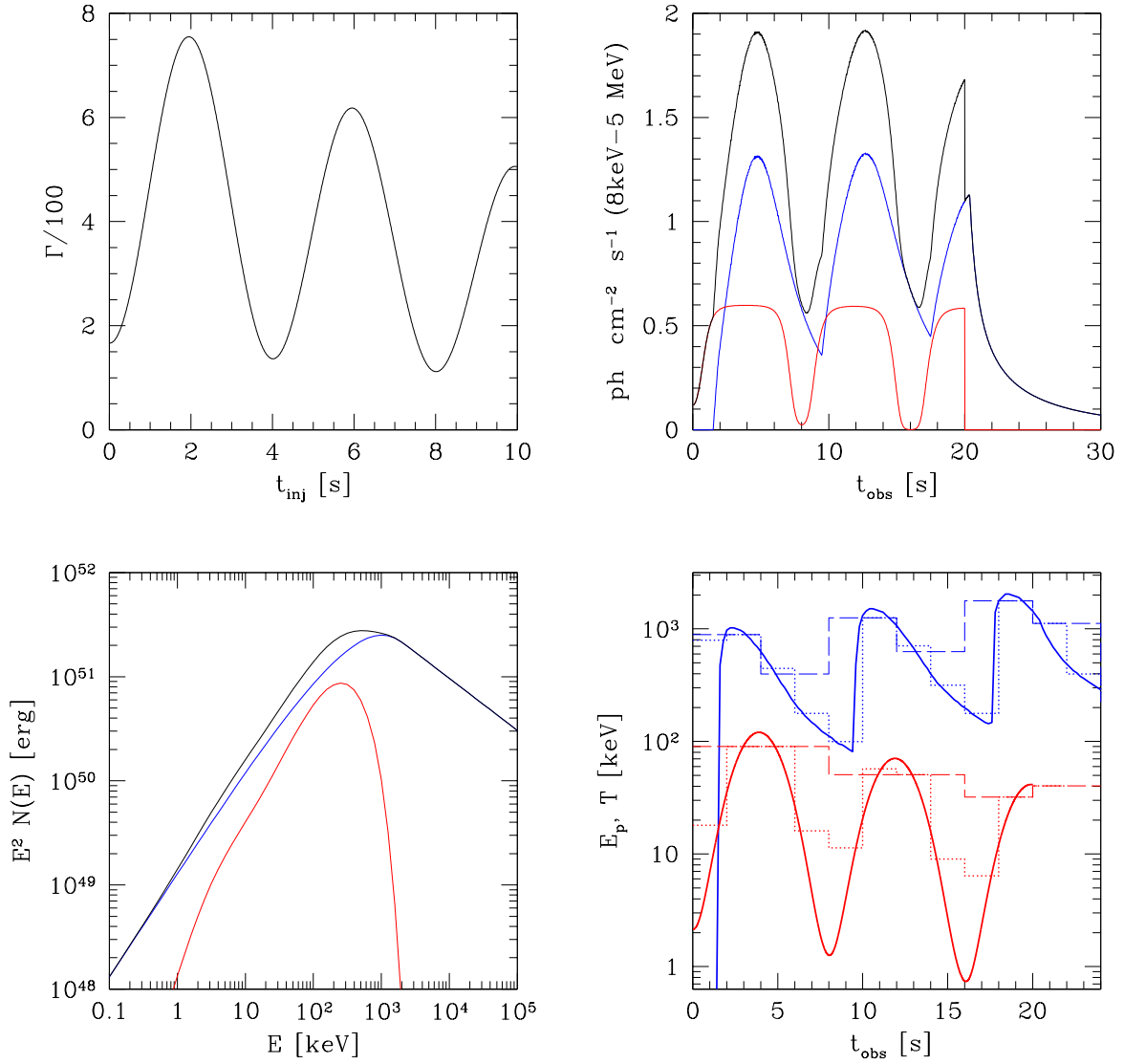


FIGURE 6.5.: **Emissions thermique et non thermique (chocs internes) produites par un écoulement variable.** Dans cet exemple de sursaut synthétique les paramètres sont $E_{\text{iso}} = 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$, $\epsilon_{\text{th}} = 0.03$, $\ell = 3 \times 10^6 \text{ cm}$ et $\theta_j = 0.1$. Le *redshift* de la source adopté pour le calcul des courbes de lumière vaut $z = 1$. *En haut, à gauche* : distribution initiale de facteur de Lorentz. *En haut, à droite* : courbes de lumière des composante thermique (rouge), non thermique (bleu), et de la somme (noir). *En bas, à gauche* : spectres intégrés des composantes thermique (rouge), non thermique (bleu), et de la somme (noir). *En bas, à droite* : évolution de la température de la composante thermique (rouge) et de l'énergie de pic de la composante non thermique (bleu), en fonction de t_{obs} . Les courbes en paliers indiquent les valeurs de la température et de l'énergie de pic qui seraient mesurées par un observateur à partir de spectres intégrés sur des intervalles de durée 2 s (pointillés) et 4 s (tirets).

6.3.3. Révision des pentes α pour la composante non thermique

Comme on l'a vu au cours de ce manuscrit la valeur de la pente spectrale basse énergie α mesurée dans les spectres de sursauts est un indicateur très critique pour identifier les mécanismes responsables de l'émission *prompte*. Dans un scénario basique d'émission photosphérique la pente α prédite ($\alpha \simeq +0.4$, voir §3.5.5, Beloborodov 2010) est plus dure que la pente typique observée $\alpha \simeq -1$ tandis qu'un scénario d'émission synchrotron standard en *fast-cooling* prédit une pente plus molle ($\alpha \simeq -1.5$, voir §3.5.3).

Dans le cadre théorique discuté dans ce chapitre la présence d'une composante thermique sous-dominante pourrait permettre de réconcilier (au moins dans certains cas de sursauts) le scénario d'émission synchrotron avec les mesures de pentes α . En effet, le spectre observé résulte de la superposition des composantes thermique et synchrotron ; si celui-ci est ajusté simplement avec une fonction de *Band*, la pente α mesurée peut alors être « artificiellement » très dure. Par exemple pour GRB 100724B, la pente α mesurée passe de -0.67 à -0.9 lorsqu'une composante de corps noir est prise en compte dans l'ajustement (Guiriec et al. 2011). Ce changement d'indice spectral est encore plus marqué dans d'autres cas de sursauts (Guiriec et al., communication privée). Un tel effet, s'il s'avérait systématique, pourrait peut-être ramener la majorité des pentes α mesurées en dessous de la limite $\alpha \simeq -1$ du processus synchrotron en régime *fast-cooling* (en prenant en compte la diffusion Compton inverse, Daigne et al. 2011), ou au moins de la limite $\alpha \simeq -2/3$ en régime *marginally fast-cooling* (régime où $\nu_c \simeq \nu_m$: voir §2.5.2).

6.4. Perspectives

Les actuelles et (éventuelles) futures détections de composantes thermiques dans les spectres de sursauts représentent une piste prometteuse pour mieux contraindre le contenu énergétique du jet relativiste au moment de l'émission *prompte*, et donc le mécanisme d'accélération de l'écoulement et les processus dissipatifs, internes au jet, responsables de l'émission *prompte*.

Une modélisation spécifique des sursauts pour lesquels une composante thermique a été détectée permettrait de tester plus en détails le scénario discuté dans ce chapitre. A cet effet les sursauts suivants pourraient faire l'objet de cas test :

- GRB 090902B : sursaut à composante de *Band* très « piquée » à $\simeq 1$ MeV, plus intense que la composante en loi de puissance additionnelle. Cas représentatif d'une situation où la composante thermique pourrait être dominante. Rappelons cependant qu'il s'agit d'un cas de sursaut très particulier.
- GRB 100724B et GRB 120323 : sursauts dans lesquels l'analyse spectrale des données GBM a permis de mettre en évidence la présence d'une composante de corps noir sous dominante. Ces cas sont représentatifs d'une situation où la composante photosphérique serait très faible – situation qui correspondrait à la majorité des sursauts observés.

Il serait notamment intéressant de savoir s'il est possible de reproduire les courbes de lumière et les évolutions temporelles de l'énergie de pic de la composante non thermique et de la température de la composante thermique dans le cadre du modèle des chocs internes.

6.5. Pub. IV : Modeling the prompt thermal emission in Gamma-Ray Bursts, R. Hascoët, F. Daigne, R. Mochkovitch, submitted to A&A (2012)

Prompt thermal emission in Gamma-Ray Bursts

R. Hascoët ^{*}, F. Daigne ^{**} and R. Mochkovitch

UPMC-CNRS, UMR7095, Institut d'Astrophysique de Paris, F-75014, Paris, France

Preprint online version: July 16, 2012

ABSTRACT

Context. Gamma-Ray Burst spectra globally appear non-thermal but recent observations have revealed in a few cases the possible presence of an underlying thermal component. Photospheric emission is indeed expected when the relativistic outflow emerging from the central engine becomes transparent to its own radiation, with a quasi-blackbody spectrum in absence of additional subphotospheric dissipation. However its intensity strongly depends on the acceleration mechanism – thermal or magnetic – of the flow.

Aims. We aim to compute the thermal and non-thermal emissions (light curves and spectra) produced by an outflow with a variable Lorentz factor, where the power \dot{E}_{iso} injected at the origin is partially thermal (fraction $\epsilon_{\text{th}} \leq 1$) and magnetic (fraction $1 - \epsilon_{\text{th}}$). The thermal emission is produced at the photosphere and the non-thermal emission in the optically thin regime. Apart from the value of ϵ_{th} we want to test how the other model parameters also affect the observed ratio of the thermal to non-thermal emission.

Methods. We follow the adiabatic cooling of the flow from the origin to the photosphere and compute the emitted radiation, which is a sum of modified blackbodies at different temperatures (as the temperature strongly depends on the Lorentz factor of each shell at transparency). If the non-thermal emission comes from internal shocks it is obtained from a multi-shell model where a fraction of the energy dissipated in shell collision is transferred to electrons and radiated via the synchrotron mechanism. If conversely the non-thermal emission originates in magnetic reconnection, the lack of any detailed theory for this process forces us to use a very simple parametrization to estimate the emitted spectrum.

Results. If the non-thermal emission is made by internal shocks we self-consistently obtain the light curves and spectra of the thermal and non-thermal components for any distribution of Lorentz factor in the flow. If the non-thermal emission results from magnetic reconnection we are unable to produce a light curve and can only compare the respective non-thermal and thermal spectra. In the different considered cases we vary the model parameters to see when the thermal component in the light curve or/and spectrum is likely to show up or on the contrary to be hidden. We finally compare our results to the proposed observational evidences for the presence of a thermal component in GRB spectra.

Key words. Gamma rays bursts: general; Radiation mechanisms: thermal; Radiation mechanisms: non-thermal; Shock waves; Magnetic reconnection

1. Introduction

The first spectra of Gamma-Ray Bursts (hereafter GRBs) were obtained by the gamma and X-ray spectrometers on board the IMP-6 satellite and the Apollo 16 spacecraft (Cline et al. 1973; Metzger et al. 1974). These early observations were complemented by the large sample of 143 spectra collected by the Konus experiments on the Venera probes from 1978 to 1980 (Mazets et al. 1981). It was shown that these spectra could be fitted by a power-law with an exponential cut-off or a broken power-law (Cline & Desai 1975) and various physical processes were invoked to explain this shape such as optically thin thermal bremsstrahlung (Gilman et al. 1980), Compton scattering of soft photons by non-thermal electrons (Zdziarski & Lamb 1986), synchrotron emission by thermal or non-thermal electrons (Brainerd & Lamb 1987). Following the launch of the Compton Gamma-Ray Observatory, the BATSE experiment provided the first solid indications that GRBs were located at cosmological distances and confirmed the broken power-law shape of the spectra that was represented by the phenomenological Band function (Band et al. 1993). Possible cyclotron or annihilation lines found by previous experiments were not seen by BATSE.

In the context of the cosmological models that were developed hereafter, the spectra were generally interpreted in terms of synchrotron emission from shock accelerated electrons (see e.g. Piran 1999). They were therefore believed to be fully non-thermal but the possibility of a thermal contribution or even of a dominant thermal origin was recently reconsidered as a result of several observational indications. The first one comes from the very hard low energy spectral slopes which are found in some BATSE bursts, during at least part of the evolution (Ghirlanda et al. 2003). While the commonly observed value of the low energy spectral index is $\alpha \sim -1$, it reaches 0.5 to 1 in these events, suggesting the presence of a Rayleigh-Jeans contribution. Then Ryde (2004, 2005) proposed to fit all GRB spectra in the BATSE range with the combination of a thermal and a power-law component. Using a time resolved analysis he showed that, during a pulse, the temperature first stays approximately constant before decaying as a power-law of temporal index close to $-2/3$.

In the previous examples the identified thermal component represented a major contribution to the global spectrum. A different result was obtained by Guiriec et al. (2011) who found a sub-dominant thermal component in the *Fermi*-GBM spectrum of GRB 100724B, accounting for a few percents of the energy released by the burst. The evolution of the temperature was not correlated to the peak energy of the non-thermal component, fitted by a Band function. Similar results have been found in other bright GBM bursts, such as GRB 110721A (Ryde et al. 2012),

^{*} hascoet@iap.fr

^{**} Institut Universitaire de France

R. Hascoët, F. Daigne and R. Mochkovitch: Prompt thermal emission in Gamma-Ray Bursts

GRB 081207, and GRB 110920 (McGlynn et al. 2012). On the theoretical side, a thermal emission originating from the photosphere is a natural prediction of most models. Moreover, if the acceleration of the outflow has a thermal origin (as would be the case if it was powered at its basis by neutrino-antineutrino annihilation) this photospheric emission would be very bright, outshining the non-thermal one produced by internal shocks in the 100 keV - 1 MeV spectral range (Daigne & Mochkovitch 2002). One is therefore confronted to the following alternative: (i) either most of the emission we observe is indeed this thermal component, but it has been comptonized to produce a power law tail in the spectrum at high energy (see e.g. Thompson 1994; Rees & Mészáros 2005; Giannios & Spruit 2007; Beloborodov 2010) and complemented at low-energy by additional processes (e.g. Vurm et al. 2011) or (ii) the acceleration has a magnetic origin (see e.g. Begelman & Li 1994; Daigne & Drenkhahn 2002; Vlahakis & Königl 2003; Komissarov et al. 2009; Tchekhovskoy et al. 2010; Komissarov et al. 2010; Granot et al. 2011) and the fraction ϵ_{th} of thermal energy in the flow is much smaller than unity.

We explore in this work the consequences of this second possibility. We self-consistently compute the photospheric thermal emission and the non-thermal emission from internal shocks. If the internal dissipation is dominated by magnetic reconnection rather than internal shocks, we get the non-thermal spectrum in a very simple parametrized way. We discuss the conditions for the thermal emission to show up or, on the contrary, to be hidden. The paper is organized as follows: in Sect.2 we describe the geometry and thermodynamics of the flow and explain our method to compute the photospheric and non-thermal emissions; our results are presented in Sect.3 and discussed in Sect.4. Finally, Sect.5 is the conclusion.

2. Model description

2.1. Geometry and thermodynamics of the flow

We consider a schematic model where the flow that emerges from the central engine is accelerated by the conversion of thermal and/or magnetic energy to kinetic energy. We do not specify the initial geometry of the flow (which can be largely governed by magnetic forces) but we assume that beyond a radius R_{sph} it becomes spherically symmetric within a cone of half opening angle θ . We also define the radius R_{acc} where the acceleration is essentially complete and suppose that $R_{sph} < R_{acc}$. The total injected power in the flow is \dot{E} , with a fraction ϵ_{th} in thermal form. The temperature T_0 at the origin of the flow can then be obtained from

$$\dot{E}_{th} = \epsilon_{th} \dot{E} = \epsilon_{th} \frac{\Omega}{4\pi} \dot{E}_{iso} = a T_0^4 c \times S_0 \quad (1)$$

where \dot{E}_{iso} and $S_0 = \pi \ell^2$ are respectively the isotropic injected power and the section of the flow at the origin (see Fig. 1). The fraction of solid angle is $\frac{\Omega}{4\pi} \simeq \frac{\theta^2}{4}$ (we count only one jet to be consistent with the definition of S_0) and a is the radiation constant. We finally get

$$T_0 \simeq 0.66 \epsilon_{th}^{1/4} \theta^{1/2} \dot{E}_{iso,53}^{1/4} \ell_7^{-1/2} \text{ MeV} \quad (2)$$

with the opening angle, injected power and radius of the jet in units of respectively 0.1 rd, $10^{53} \text{ erg.s}^{-1}$ and 10^7 cm .

We obtain the flow equations assuming that no dissipation takes places below the photosphere (so that the emerging spectrum at transparency will be thermal only). Mass and entropy

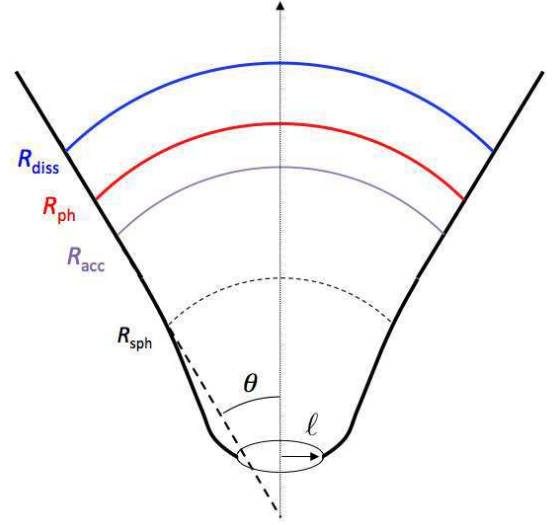


Fig. 1. Schematic view of the problem geometry. The flow emerges from the central engine through a “circular opening” of radius ℓ . Beyond a radius R_{sph} it expands radially within a cone of half opening θ . The acceleration is completed at R_{acc} . The photosphere is located at R_{ph} and dissipation of kinetic or/and magnetic energy takes place at R_{diss} .

conservation then leads to

$$\beta \Gamma \rho S = Cst \quad (3)$$

$$\frac{T}{\rho^{1/3}} = Cst \quad (4)$$

where ρ is the comoving density, S the surface perpendicular to the flow, $\beta = v/c$ and $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. From Eqs 3-4 we get

$$\beta \Gamma T^3 S = Cst. \quad (5)$$

Using Eq. 5 we can obtain the temperature at any radius $R > R_{sph}$ even if we ignore the details of the geometry from the basis of the flow up to R_{sph} . With $S(R) = \pi \theta^2 R^2$ and assuming that $\beta \sim 1$ already close to the origin we have

$$T(R) \simeq T_0 \times (\theta^{-2/3} R^{-2/3} \ell^{2/3} \Gamma^{-1/3}) \quad (6)$$

so that, in the observer frame

$$T_{obs}(R) = \frac{\Gamma T(R)}{1+z} \simeq \frac{T_0}{1+z} \times (\theta^{-2/3} R^{-2/3} \ell^{2/3} \Gamma^{2/3}) \quad (7)$$

where z is the burst redshift.

At the photospheric radius R_{ph} (supposed to lie beyond R_{sph}) the thermal luminosity is given by

$$L_{th} = \Gamma_{ph}^2 a T^4(R_{ph}) c \times S(R_{ph}) = \dot{E}_{th} \times (\theta^{-2/3} R_{ph}^{-2/3} \ell^{2/3} \Gamma_{ph}^{2/3}) \quad (8)$$

To estimate the photospheric radius we assume that most of the acceleration is completed at R_{ph} ¹. This is for example the case in the simulations made by Tchekhovskoy et al. (2010) where the Lorentz factor sharply increases beyond the stellar radius, when

¹ See Appendix A for a short discussion of the case where $R_{acc} > R_{ph}$.

R. Hascoët, F. Daigne and R. Mochkovitch: Prompt thermal emission in Gamma-Ray Bursts

the flow suddenly becomes unconfined. Then, in first approximation, the photospheric radius of a given shell writes (e.g. Piran 1999; Mészáros & Rees 2000; Daigne & Mochkovitch 2002)

$$R_{\text{ph}} \simeq \frac{\kappa \dot{M}}{8\pi c \Gamma^2} = \frac{\kappa \dot{E}_K}{8\pi c^3 \Gamma^3} = \frac{\kappa \dot{E}_{\text{iso}}}{(1 + \sigma) 8\pi c^3 \Gamma^3} \quad (9)$$

$$\simeq 2.9 \times 10^{13} \frac{\kappa_{0.2} \dot{E}_{\text{iso},53}}{(1 + \sigma) \Gamma_2^3} \text{ cm}$$

where κ ($\kappa_{0.2}$ in units of $0.2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$) is the material opacity and Γ (Γ_2 in units of 100) the Lorentz factor of the shell. The flow keeps a magnetization σ at the end of acceleration so that $\dot{E}/(1 + \sigma)$ is the injected kinetic power \dot{E}_K . In the case of a passive magnetic field which is carried by the outflow without contributing to its acceleration (Spruit et al. 2001), the magnetization σ equals $\sigma_{\text{passive}} = (1 - \epsilon_{\text{th}})/\epsilon_{\text{th}}$, corresponding to a pure and complete thermal acceleration. Efficient magnetic acceleration leads to $\sigma < \sigma_{\text{passive}}$, whereas $\sigma > \sigma_{\text{passive}}$ corresponds to an inefficient magnetic acceleration, for instance with no conversion of magnetic into kinetic energy and some conversion of thermal into magnetic energy.

When the shell reaches the photospheric radius it releases its thermal energy content while a fraction of the remaining energy (kinetic or magnetic) can be dissipated further away at a radius R_{diss} contributing to the non-thermal emission of the burst, by internal shocks for $\sigma \lesssim 0.1 - 1$ or reconnection for higher magnetization.

2.2. Thermal emission

The thermal emission can be computed from Eqs. 1-2-7-8-9, for a given set of central engine parameter ϵ_{th} , σ , ℓ , θ , \dot{E}_{iso} and a distribution of Lorentz factor in the flow. Both the thermal luminosity and observed temperature are related to the injected power and temperature at the origin of the flow via the same factor

$$\Phi = (\theta^{-2/3} R_{\text{ph}}^{-2/3} \ell^{2/3} \Gamma_{\text{ph}}^{2/3}) \propto \dot{E}_{\text{iso}}^{-2/3} \Gamma_{\text{ph}}^{8/3} \quad (10)$$

If a constant \dot{E}_{iso} is assumed, the luminosity and temperature directly trace the distribution of Lorentz factor. This can be illustrated with a simple case where a flow of total radial extension $s_{\text{tot}} = 10$ light-seconds is made of a relatively slow part followed by a more rapid one. With the distance s being counted from the front of the flow we adopt (Fig. 2, left panel; top)

$$\Gamma(s) = \begin{cases} 250 + 150 \cos\left[\pi\left(1 - \frac{s}{4}\right)\right] & \text{for } 0 < s < 4 \text{ l.s.} \\ 400 & \text{for } s > 4 \text{ l.s.} \end{cases} \quad (11)$$

The distance s is related to the ejection time t_{ej} by the central engine, by $t_{\text{ej}} = (s_{\text{tot}} - s)/c$.

The flow becomes progressively transparent from the front to the tail and the resulting evolution of Φ is shown in Fig. 2 (left panel; bottom) for $\dot{E}_{\text{iso}} = 10^{53} \text{ erg.s}^{-1}$, $\epsilon_{\text{th}} = 0.1$, $\ell = 3 \times 10^6 \text{ cm}$, $\theta = 0.1 \text{ rad}$ and $\sigma = 0.1 \ll \sigma_{\text{passive}} = 9$, i.e. a case of efficient magnetic acceleration. The contribution of a shell located at a distance s from the front is approximately received at an observer time $t_{\text{obs}} = (1 + z)s/c$. Since however the different parts of the flow do not become transparent at the same radius (because $R_{\text{ph}} \propto \Gamma^{-3}$) additional differences in arrival time of the order of

$$\Delta t_{\text{obs}} = (1 + z) \frac{R_{\text{ph}}}{2c \Gamma^2} \simeq 49 (1 + z) \frac{\kappa_{0.2} \dot{E}_{\text{iso},53}}{(1 + \sigma) \Gamma_2^5} \text{ ms} \quad (12)$$

should be included. They are however negligible as long as $\Delta t_{\text{obs}} < t_{\text{var}}$, the typical variability time scale of the Lorentz factor. The value of Δt_{obs} also gives the time scale of the luminosity decline after the last shell of the flow has reached the transparency radius (high-latitude emission). Except if the Lorentz factor of this shell is small or the burst has a very short duration $\tau \simeq (1 + z)s_{\text{tot}}/c$, the drop in luminosity for $t_{\text{obs}} > \tau$ is very steep, having initially a temporal decay index

$$\alpha = \frac{d \text{Log } L_{\text{th}}}{d \text{Log } t_{\text{obs}}} \simeq 2 \frac{\tau}{\Delta t_{\text{obs}}} \gg 1. \quad (13)$$

This shows that in models where the prompt emission comes from a comptonized photosphere the early decay of index $\alpha \sim 3 - 5$ observed in X-rays cannot be explained by the high latitude emission and should instead be related to an effective decline of the central engine (Hascoët et al. 2012).

The expected count rate in a given spectral range and the resulting spectrum can be easily obtained from the luminosity and temperature evolution (Eqs. 7-8). We however do not use a true Planck function for the elementary spectrum corresponding to a given temperature. As discussed in Goodman (1986) and Beloborodov (2010) geometrical effects at the photosphere lead to a low energy spectral index close to $\alpha = +0.4$ instead of $\alpha = +1$ for a Raleigh-Jeans spectrum (see also Pe'er 2008). We therefore adopt a “modified Planck function” having the modified spectral slope at low energy, an exponential cut-off at high energy, peaking at $\simeq 3.9 \times kT$ as a Planck function in νF_{ν} , and carrying the same total energy.

The results are shown in Fig. 2 (middle panel). The count rate is represented in the four BATSE bands (1: 20 - 50 keV), (2: 50 - 100 keV), (3: 100 - 300 keV) and (4: 300 - 1000 keV). Since the thermal spectrum is relatively narrow the curves strongly differ at low and high energy. In band 1 the count rate peaks at early times and decreases as soon as the temperature increases while in band 4 the count rate is vanishingly small before the temperature rises at $t_{\text{obs}}/(1 + z) \sim 3 - 4 \text{ s}$.

The composite global spectrum (Fig. 2, right panel) is a superposition of elementary modified Planck functions at different temperatures. It peaks at $220/(1 + z) \text{ keV}$, has an exponential cut-off at high energy, but below the peak and down to about $3/(1 + z) \text{ keV}$ the average spectral slope α (with $N(E) \propto E^{\alpha}$) is close to -0.5 . The asymptotic value $\alpha = +0.4$ is recovered only below a few keV, which corresponds to the photospheric contribution with the lowest temperature. Time resolved spectra, isolating the contribution of a limited fraction of the outflow, would naturally approach more closely the adopted elementary spectrum shape.

2.3. Non-thermal emission

We first estimate the non-thermal emission assuming that it comes from internal shocks. For a given distribution of the Lorentz factor, the light curve and spectrum can be obtained using a simplified model where the outflow is represented by a large number of shells that interact by direct collisions only (Daigne & Mochkovitch 1998, see also Kobayashi et al. 1997). In this approach, when two shells of respective mass and Lorentz factor (m_1, Γ_1) and (m_2, Γ_2) collide, they merge to form a resulting shell of total mass $m_1 + m_2$ and Lorentz factor

$$\Gamma_r = \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2 \frac{m_1 \Gamma_1 + m_2 \Gamma_2}{m_1 \Gamma_2 + m_2 \Gamma_1}}. \quad (14)$$

A fraction ϵ_e of the dissipated energy

$$E_{\text{diss}} = [m_1 \Gamma_1 + m_2 \Gamma_2 - (m_1 + m_2) \Gamma_r] c^2 \quad (15)$$

R. Hascoët, F. Daigne and R. Mochkovitch: Prompt thermal emission in Gamma-Ray Bursts

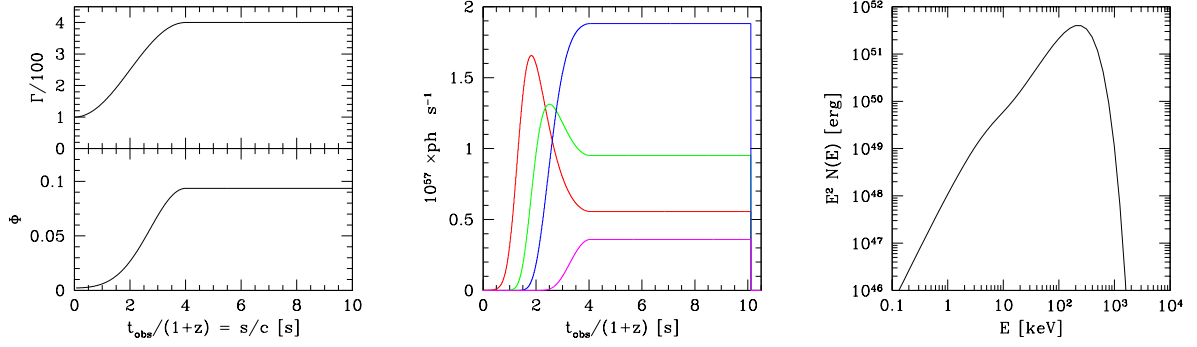


Fig. 2. Thermal emission from a smoothly variable outflow. *Left:* Distribution of the Lorentz factor in the flow (top panel) as given by Eq. 11 and (bottom panel) evolution of the quantity Φ (Eq. 10) which follows the Lorentz factor profile for $\dot{E}_{\text{iso}} = \text{Cst}$. *Middle:* Thermal emission produced by the relativistic outflow in the four BATSE bands (1: 20 - 50 keV, red), (2: 50 - 100 keV, green), (3: 100 - 300 keV, blue) and (4: 300 - 1000 keV, magenta). *Right:* Time-integrated spectrum in the source frame. The spectral index below the peak (photon number) is $\alpha \sim -0.5$ before it reaches the asymptotic value $\alpha = +0.4$ below a few keV. The adopted flow parameters are $\dot{E}_{\text{iso}} = 10^{53} \text{ erg.s}^{-1}$, $\epsilon_{\text{th}} = 0.1$, $\sigma = 0.1$, $\ell = 3 \cdot 10^6 \text{ cm}$ and $\theta = 0.1 \text{ rad}$.

is transferred to a fraction ζ of the electrons and radiated by the synchrotron mechanism in the magnetic field amplified by the shock. The elementary spectrum for each collision is a broken power-law with the break at the synchrotron energy. The adopted values for the two spectral indices at low and high energy respectively are $\alpha = -1$ and $\beta = -2.25$. The expected value for α in the fast cooling regime should normally be -1.5 (see e.g. Sari et al. 1998; Ghisellini et al. 2000) but detailed radiative models including the Inverse Compton process tend to produce harder α slopes (Derishev et al. 2001; Bošnjak et al. 2009; Nakar et al. 2009; Daigne et al. 2011), close to the typical observed value $\alpha \simeq -1$ (Preece et al. 2000; Kaneko et al. 2006; Nava et al. 2011; Goldstein et al. 2012). A burst is represented by a large number of shells and the whole sequence of collisions is followed until the remaining shells are ordered with the Lorentz factor increasing outwards. The global efficiency of the process is given by

$$f_{\text{is}} = \epsilon_e \frac{\sum_k E_{\text{diss},k}}{\sum_i m_i \Gamma_i c^2} \quad (16)$$

where the indices k and i respectively count the collisions and all the shells initially present. The global efficiency is of the order of a few percent for $\epsilon_e \sim 1/3$ and a typical contrast of in Lorentz factor of 2 - 5.

This picture however becomes less simple if we allow for some remaining magnetization at the location of internal shocks. The presence of magnetic fields reduces shock efficiency and may even prevent shock formation for $\sigma \gtrsim 1$ (Mimica & Aloy 2010; Narayan et al. 2011). We will ignore these complications in Sect. 3.1 and compute the non thermal light curve and spectrum from internal shocks as in Daigne & Mochkovitch (1998), i.e. assuming $\sigma \ll 1$.

For $\sigma \gtrsim 1$, the magnetic field cannot be ignored, and energy must be extracted by magnetic reconnection (e.g. Thompson 1994; Spruit et al. 2001), possibly triggered by internal shocks (Zhang & Yan 2011). Our limited understanding of the relevant processes does not allow a reliable description of the resulting emission. Considering these difficulties we have adopted in Sect. 3.2 a very basic and simple point of view. We do not try to predict the burst profile and obtain the spectrum in the following way: we suppose that a fraction f_{Nth} of the total injected energy

eventually goes into non-thermal emission with a spectrum represented by a Band function with low and high energy spectral indices $\alpha = -1$ and $\beta = -2.25$ and a peak energy obtained from the Amati relation (Amati et al. 2002)

$$E_p \simeq 130 \left[\frac{f_{\text{Nth}} E_{\text{iso}}}{10^{52} \text{ erg}} \right]^{0.55} \text{ keV}, \quad (17)$$

where the exponent and normalization values are taken from Nava et al. (2012). The validity of the Amati relation is strongly debated (see e.g. Nakar & Piran 2005; Band & Preece 2005; Kocevski 2012; Collazzi et al. 2012; Ghirlanda et al. 2012). It is not clear if it corresponds to an intrinsic property of gamma-ray bursts or if it results from a complex chain of selection effects (threshold for burst detection, various conditions for the measure of the redshift and peak energy). For the purpose of the present study we do not address this issue and use Eq. 17 simply because it is approximately satisfied by the sample of long bursts for which the peak energy and isotropic radiated energy have been measured.

3. Results

3.1. Non-thermal emission coming from internal shocks

To study the relative intensities of the thermal and non-thermal emission components we have considered as an example a flow ejected by a central source active for a duration $s_{\text{tot}}/c = 10 \text{ s}$, where the Lorentz factor takes the form

$$\Gamma(s) = 333 \left\{ 1 + \frac{2}{3} \cos \left[5\pi \left(1 - \frac{s}{s_{\text{tot}}} \right) \right] \right\} \times \exp \left(-\frac{s}{2s_{\text{tot}}} \right) \quad (18)$$

with the distance s counted (as in Eq. 11) from the front to the back of the flow. This distribution is shown in Fig. 3 (top left panel) together with the non-thermal light curve (between 8 keV and 5 MeV; top right panel) resulting from internal shocks, which is made of three pulses. The related photospheric emission is shown in the same energy range for $\epsilon_{\text{th}} = 0.03$. We adopt a constant $\dot{E}_{\text{iso}} = 10^{53} \text{ erg.s}^{-1}$, $\sigma = 0.1$, $\ell = 3 \cdot 10^6 \text{ cm}$ and $\theta = 0.1 \text{ rad}$ (i.e. $\ell/\theta = 300 \text{ km}$). We also represent in the bottom left and bottom right panels the global spectrum and the temporal

R. Hascoët, F. Daigne and R. Mochkovitch: Prompt thermal emission in Gamma-Ray Bursts

evolution of the instantaneous peak energy and temperature of respectively the non-thermal and thermal emissions.

It can be seen in Fig. 3 (top right panel) that the emission is initially only thermal as it takes a time

$$\frac{\Delta t_{\text{IS},0}^{\text{obs}}}{1+z} \simeq \left(\frac{R}{2c\Gamma^2} \right)_0 \simeq 0.42 \text{ s} \quad (19)$$

for the first signal from internal shocks to arrive at the observer. In Eq. 19 the subscript “0” refers to the radius and Lorentz factor of the first shocked shell that contributes to the non-thermal emission. At late times the situation is just the opposite: the photospheric emission abruptly stops at $t_{\text{obs}} = 20$ s while the emission from late internal shocks (both on and off-axis) still contribute for about 10 s (observer frame). The spectrum (Fig. 3, bottom left) is the sum of the thermal and non-thermal contributions. They respectively peak at $200/(1+z)$ and $1000/(1+z)$ keV. Finally the plot of the temperature and of the peak energy of the non thermal spectrum as a function of observer time shows (Fig. 3, bottom right panel) that the former is more sensitive than the latter to the fluctuations of the Lorentz factor (since $T_{\text{obs}} \propto \Gamma^{8/3}$).

We now check how these results are changed when we vary the model parameters. We divide these parameters into three groups describing respectively: (i) the geometry (θ, l), (ii) the energetics and flow acceleration mechanism ($\dot{E}_{\text{iso}}, \epsilon_{\text{th}}, \sigma$) and (iii) the ejecta structure ($s_{\text{tot}}, C, \bar{\Gamma}$) where C and $\bar{\Gamma}$ are respectively the contrast ($C = \Gamma_{\text{max}}/\Gamma_{\text{min}}$) and average of the Lorentz factor distribution.

The geometry only affects the thermal emission (for a fixed \dot{E}_{iso}). The dependence of T_{obs} and $L_{\text{th,iso}}$ on θ and l is weak. From Eqs. 2-7-8 we get $T_{\text{obs}} \propto \theta^{-1/6} l^{1/6}$ and $L_{\text{th,iso}} \propto \theta^{-2/3} l^{2/3}$. Similarly, changing the magnetization has a moderate effect on the previous results, as long as $\sigma < 1$. As explained above, for $\sigma \gtrsim 1$ the whole theoretical framework adopted to compute the non-thermal emission probably becomes invalid.

The consequence of increasing or decreasing the thermal fraction ϵ_{th} is illustrated in Fig. 4 (left panels). With $\epsilon_{\text{th}} = 0.3$ the thermal spectrum overtakes the non-thermal one between $20/(1+z)$ and $500/(1+z)$ keV and the thermal component represents about one third of the total in the light curve. Conversely with $\epsilon_{\text{th}} = 0.003$ the contribution of the thermal component to the global spectrum and the light curve is barely visible.

The dependence of the temperature and thermal luminosity on the injected isotropic power \dot{E}_{iso} and average Lorentz factor $\bar{\Gamma}$ can be also obtained from Eqs. 2-7-8 yielding

$$T_{\text{obs}} \propto \dot{E}_{\text{iso}}^{-5/12} \bar{\Gamma}^{8/3} \quad (20)$$

$$L_{\text{th,iso}} \propto \dot{E}_{\text{iso}}^{1/3} \bar{\Gamma}^{8/3} \quad (21)$$

For the non-thermal part, the relation of the peak energy and luminosity to the model parameters can be found using the simplest possible description of internal shocks that only considers the interaction of two shells of equal mass (Barraud et al. 2005). One gets

$$E_p \propto \dot{E}_{\text{K}}^{1/2} \varphi(C) \bar{\Gamma}^{-2} t_{\text{var}}^{-1} \quad (22)$$

$$L_{\text{Nth,iso}} \propto f_{\text{IS}} \dot{E}_{\text{iso}} \quad (23)$$

where t_{var} is of the order of one pulse duration, $\varphi(C)$ depends on C only, and f_{IS} , defined by Eq. 16, is given by

$$f_{\text{IS}} = \epsilon_e \times \frac{1+C-2\sqrt{C}}{1+C} = \epsilon_e \times \epsilon_{\text{diss}}(C). \quad (24)$$

It can be seen that the thermal and non-thermal components behave quite differently when the injected power and average Lorentz factor are changed. This is illustrated in Fig. 4 where we increase or decrease \dot{E}_{iso} and $\bar{\Gamma}$ by respective factors of 10 and 1.5, compared to the reference case shown in Fig. 3.

It appears that for a given value of ϵ_{th} ($\epsilon_{\text{th}} = 0.03$ in Fig. 4, middle and right panels) the thermal component becomes more visible when \dot{E}_{iso} is decreased and $\bar{\Gamma}$ increased. This is a direct consequence of Eqs. 20-21 above, which can be made even more explicit by defining the global thermal efficiency, assuming $\kappa = 0.2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$

$$f_{\text{th}} = \frac{L_{\text{th,iso}}}{\dot{E}_{\text{iso}}} = \epsilon_{\text{th}} \times \Phi \quad (25)$$

$$\simeq 4.9 \times 10^{-3} \epsilon_{\text{th}} (1+\sigma)^{2/3} \theta_{-1}^{-2/3} l_7^{2/3} \dot{E}_{\text{iso},53}^{-2/3} \bar{\Gamma}_2^{8/3}$$

to be compared to the non-thermal efficiency approximated by Eq. 24. While changing \dot{E}_{iso} and $\bar{\Gamma}$ only affects the thermal efficiency, the opposite is true for the contrast in Lorentz factor C . Reducing C makes internal shocks much less efficient and considerably softens the emitted non-thermal spectrum. In the limit where $C \rightarrow 1$ (and moreover if the Lorentz factor is increasing outwards in the ejecta) there will be no internal shocks and the emission will be only thermal in the absence of an alternative dissipation process.

3.2. Parametrized non-thermal emission

If the non-thermal emission is produced by reconnection in a magnetized outflow, the problem becomes very difficult, with no simple way to accurately follow the process in time and compute a light curve (see e.g. Spruit et al. 2001; Lyutikov & Blandford 2003; Giannios 2008; Zhang & Yan 2011; McKinney & Uzdensky 2012). As explained in Sect. 2.3 above we have then adopted a very simple assumption to obtain the non-thermal spectrum: a Band function carrying a fraction f_{Nth} of the injected energy with the peak of $E^2 N(E)$ obtained from the Amati relation. Several examples of the thermal and non-thermal spectra are represented in the left panel of Fig. 5 with the thermal part still being computed with the distribution of Lorentz factor given by Eq. 18. The results are shown for several values of ϵ_{th} and σ and a fixed value of the isotropic magnetic power at the photosphere $\sigma \dot{E}/(1+\sigma) = 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$. As expected, the detection of the photospheric component in the spectrum is favored by a high ϵ_{th} , a low f_{Nth} and a high $\bar{\Gamma}$. The specific dependency on the magnetization is discussed in the next section.

4. Discussion

Depending on the mechanism responsible for the acceleration of the outflow in GRBs, the consequences regarding the photospheric emission are very different. In a pure fireball ($\epsilon_{\text{th}} = 1$) powered by neutrino-antineutrino annihilation (see e.g. Popham et al. 1999; Zalamea & Beloborodov 2011), the predicted thermal emission is very bright (Daigne & Mochkovitch 2002). To agree with the current data the spectrum should then be comptonized at high energy (as a result of some dissipative process below the photosphere, e.g. Rees & Mészáros 2005; Giannios 2008; Beloborodov 2010) to produce a power-law tail and softened at low energy to decrease the spectral index α from a positive value to a negative one (possibly by the presence of an additional non-thermal component, e.g. Vurm et al. 2011). An alternative is to suppose that the flow is initially magnetically dominated ($\epsilon_{\text{th}} \lesssim 0.1$). A thermal component is still expected to be released at the photosphere but it will now be sub-dominant

R. Hascoët, F. Daigne and R. Mochkovitch: Prompt thermal emission in Gamma-Ray Bursts

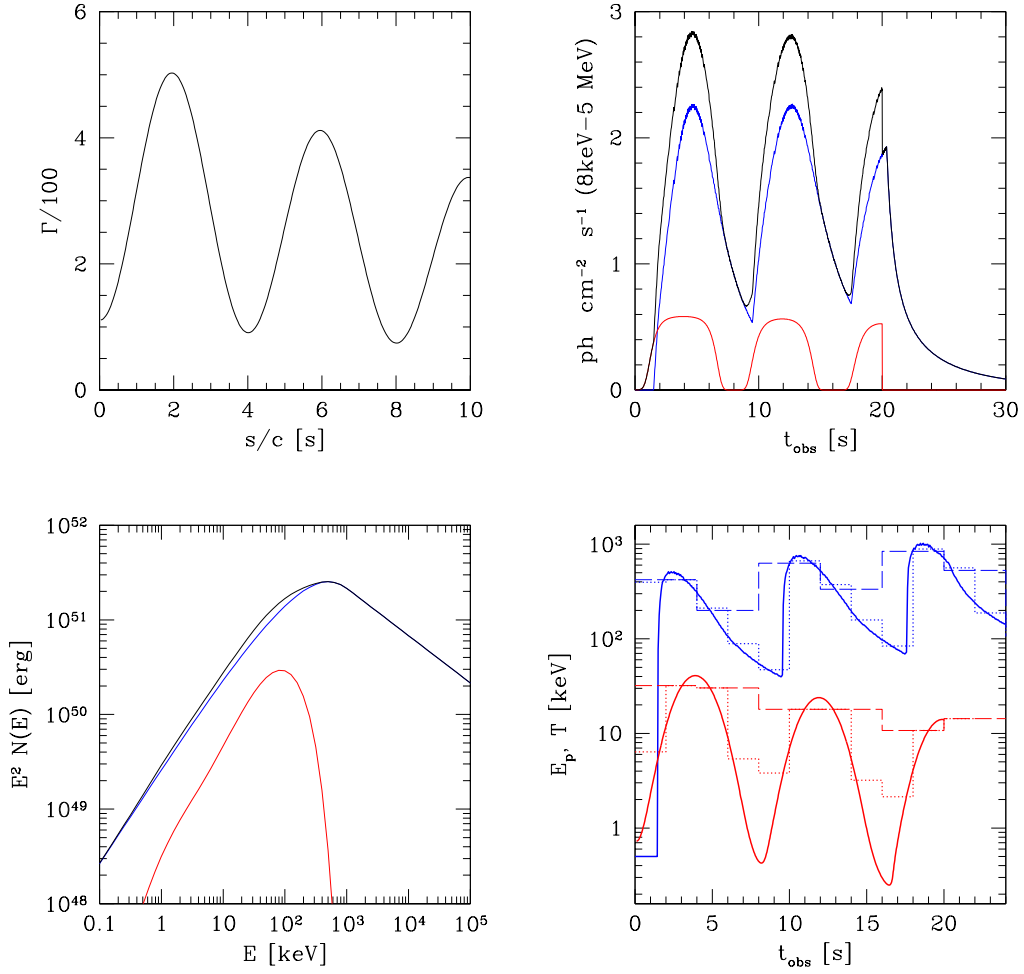


Fig. 3. Thermal and non thermal emission from a variable outflow – internal shock framework. *Top left:* initial distribution of the Lorentz factor in the flow. *Top right:* thermal (red), non-thermal (blue) and total (black) photon flux in the 8 keV - 5 MeV spectral range. *Bottom left:* thermal (red), non-thermal (blue), and total (black) time-integrated spectra. The dotted and dashed lines corresponds to the temperature and peak energy averaged over time intervals of 2 and 4 s respectively. The adopted flow parameters are $\dot{E}_{\text{iso}} = 10^{53} \text{ erg.s}^{-1}$, $\epsilon_{\text{th}} = 0.03$, $\sigma = 0.1$, $\ell = 3 \cdot 10^6 \text{ cm}$ and $\theta = 0.1 \text{ rad}$; a redshift $z = 1$ is assumed.

compared to non-thermal processes such as internal shocks or magnetic reconnection.

We have explored this second possibility in the present paper, making the following assumptions: (i) we supposed that the flow evolves adiabatically from the origin to the photosphere, i.e. we did not include possible sources of heating below R_{ph} ; (ii) if the remaining magnetization σ at the end of acceleration is weak and does not prevent the formation of internal shocks we computed their contribution to the emitted radiation as if $\sigma = 0$; (iii) when $\sigma > 1$ we limited ourselves to a very simple parametrized study where we just assumed that a fraction f_{Nth} of the injected power goes into the non-thermal component.

Regarding the light curve and spectrum of the thermal emission we obtained the following results:

- Both the photosphere luminosity and temperature depend on the same factor Φ given by Eq. 10, which directly traces the

evolution of the Lorentz factor if the injected power stays constant.

- The duration of the photospheric emission corresponds to the duration τ of production of the relativistic wind. For $t > \tau$ the luminosity drops rapidly on a time scale $\Delta t \sim R_{\text{ph}}/2c\Gamma_{\text{ph}}^2 \sim$ a few ms for typical values of the burst parameters.
- The global spectrum of the thermal emission is a composite of many elementary contributions at different temperatures. Before asymptotically reaching a slope $\alpha = +0.4$ at low energy it can be much softer below the peak as shown in Figs. 2-3. A time resolved spectrum will resemble more closely the “modified Planck function” adopted for each elementary collision.

If the non-thermal emission comes from internal shocks its light curve and spectrum have been computed using the simplified approach described in Daigne & Mochkovitch (1998). In the

R. Hascoët , F. Daigne and R. Mochkovitch: Prompt thermal emission in Gamma-Ray Bursts

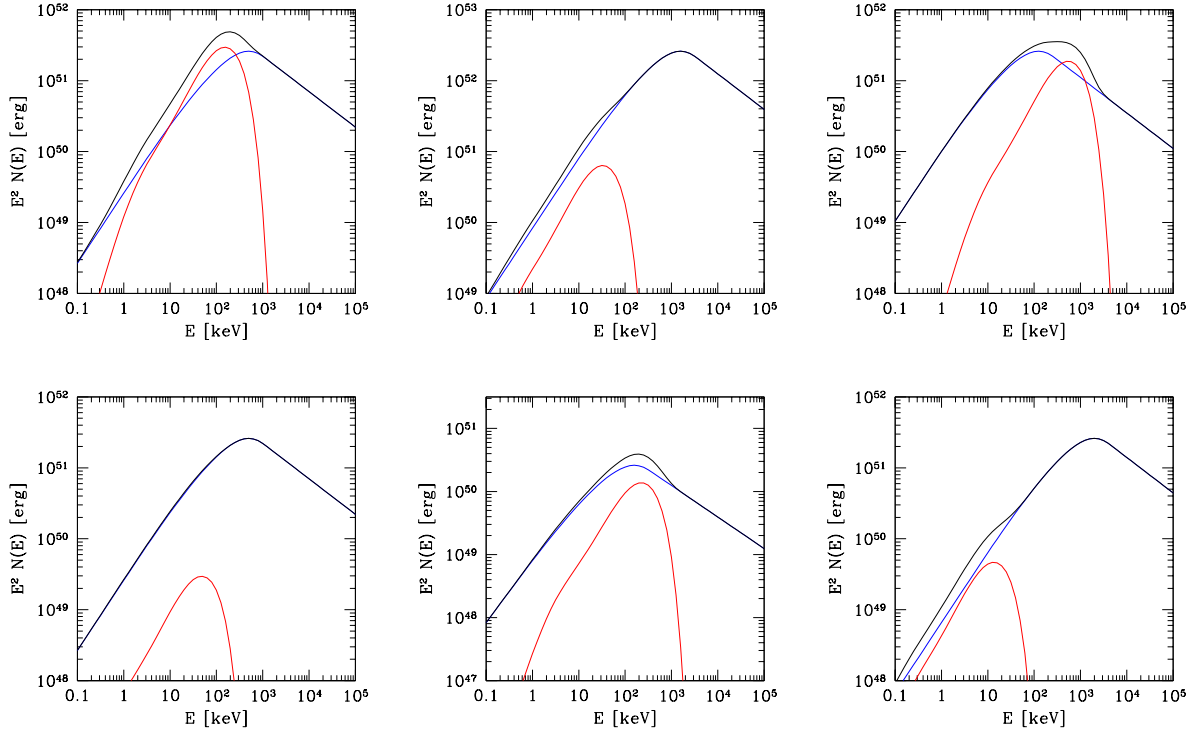


Fig. 4. Thermal and non thermal emission from a variable outflow – internal shock framework: impact of the outflow parameters. Starting from the reference case shown in Fig. 3 (still with a redshift $z = 1$) we first change the thermal fraction ϵ_{th} to 0.3 (top left panel) and 0.003 (bottom left); then the isotropic power \dot{E}_{iso} to $10^{54} \text{ erg s}^{-1}$ (top middle) and $10^{52} \text{ erg s}^{-1}$ (bottom middle); and finally the Lorentz factor is multiplied (top right) and divided (bottom right) by a factor 2. Each time we vary a parameter all the others keep the value corresponding to the reference case.

example presented in this paper, we have adopted a distribution of the Lorentz factor leading to three pulses in the resulting light curve and have simultaneously obtained the corresponding photospheric emission. Since (at least in long GRBs) internal shocks take place at a typical distance from the source $R_{\text{IS}} \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ cm} \sim 100 - 1000 R_{\text{ph}}$, the non-thermal emission starts and ends later than the thermal one (see Eq. 19 and Fig. 3).

We have varied several of the model parameters: fraction ϵ_{th} of thermal energy at the origin of the flow, isotropic injected power \dot{E}_{iso} and average $\bar{\Gamma}$ to see under which conditions the thermal component would appear in the observed spectrum, in the internal shock scenario for $\sigma \lesssim 0.1 - 1$ (Fig 4) or in the magnetic reconnection scenario for $\sigma \gtrsim 1$ (Fig 5). In the internal shock framework, assuming $\kappa = 0.2 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$, the ratio Q of the thermal to non-thermal efficiency is given by

$$Q = \frac{f_{\text{th}}}{f_{\text{is}}} = 4.9 \times 10^{-3} \frac{\epsilon_{\text{th}} (1 + \sigma)^{2/3} \theta_{-1}^{-2/3} l_7^{2/3} \dot{E}_{\text{iso},53}^{-2/3} \bar{\Gamma}_2^{8/3}}{\epsilon_e \epsilon_{\text{diss}}(C)}. \quad (26)$$

As illustrated by this formula and in Fig 4, increasing ϵ_{th} , but also increasing $\bar{\Gamma}$ or reducing \dot{E}_{iso} or C will make the thermal component more visible. The magnetization σ has a low impact as $1 + \sigma \approx 1$ in this scenario. In the examples shown in Fig. 4, the model parameters are taken from the reference case used in Fig. 3 and equal $l_7 = 0.3$, $\theta_{-1} = 1$, $\epsilon_e = 1/3$ and $\sigma = 0.1$. The effective contrast corresponding to the initial distribution of the Lorentz factor plotted in the upper left panel of Fig. 3 is $C \approx 2.5$. Then Eq. 26 leads to $Q \approx 7.3 \times 10^{-2} \epsilon_{\text{th}} \dot{E}_{\text{iso},53}^{-2/3} \bar{\Gamma}_2^{8/3}$,

in reasonable agreement with Fig. 4: for instance, the upper left panel corresponds to $\epsilon_{\text{th}} = 0.3$, $\dot{E}_{\text{iso},53} = 1$, $\bar{\Gamma}_2 \approx 3$ and $Q \approx 0.4$ and the bottom right panel corresponds to $\epsilon_{\text{th}} = 0.03$, $\dot{E}_{\text{iso},53} = 1$, $\bar{\Gamma}_2 \approx 1.5$ and $Q \approx 0.006$. Note that in the $E^2 N(E)$ spectrum, the ratio of the maxima of the two components is expected to be slightly higher than Q due to the fact that the photospheric component has a narrower spectrum than the non-thermal one.

When the non-thermal emission is simply parametrized by its global efficiency f_{Nth} , due to the lack of a better prescription (magnetic reconnection), we have

$$Q \approx 0.49 \epsilon_{\text{th}} (1 + \sigma)^{2/3} \theta_{-1}^{-2/3} l_7^{2/3} \dot{E}_{\text{iso},53}^{-2/3} \bar{\Gamma}_2^{8/3} f_{\text{Nth},-2}^{-1}, \quad (27)$$

in good agreement with Fig. 5 ($f_{\text{Nth},-2}$ being the non-thermal efficiency in %). Especially, Eq. 27 shows that the ratio Q increases with the magnetization σ , which seems counter-intuitive: this is due to the fact that for a fixed values of \dot{E} , increasing σ reduces \dot{E}_{K} and therefore decreases the photospheric radius R_{ph} (see Eq. 9). Therefore, for a given value of ϵ_{th} , the luminosity and temperature of the photosphere increase. However, for a given acceleration mechanism, one would expect an increase of σ to be associated to a decrease of ϵ_{th} , which may affect the dependency of the ratio Q on the magnetization σ . For instance, in the case of a passive magnetic field, including $\sigma = \sigma_{\text{passive}}$ in Eq. 27 leads to $Q \approx 0.49 (1 + \sigma)^{-1/3} \theta_{-1}^{-2/3} l_7^{2/3} \dot{E}_{\text{iso},53}^{-2/3} \bar{\Gamma}_2^{8/3} f_{\text{Nth},-2}^{-1}$, i.e. a decreasing ratio for an increasing magnetization. As increasing the final magnetization σ tends to decrease the photospheric radius, it should also be noted that the acceleration

R. Hascoët, F. Daigne and R. Mochkovitch: Prompt thermal emission in Gamma-Ray Bursts

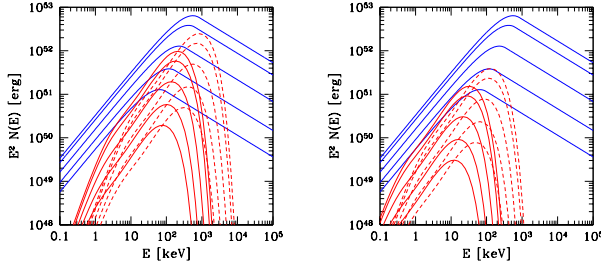


Fig. 5. Thermal and non thermal emission from a variable outflow – magnetic reconnection framework. In each panel we show a sequence of thermal (red) and non-thermal (blue) spectra (the source redshift is $z = 1$). The Lorentz factor distribution adopted for the calculation of the thermal emission is the same as in Fig. 3 (left panel) or the same but with Γ divided by 2 (right panel). The thermal emission is computed using the formalism developed in §2.2, using five values of ϵ_{th} : 0.01, 0.03, 0.10, 0.30 and 0.5. The non-thermal spectrum is simply parametrized by a Band function, with the peak energy being given by the Amati relation (see text) and using five values of the efficiency of the magnetic reconnection, $f_{\text{rec}} = f_{\text{Nth}}(1 + \sigma)/\sigma$: 0.01, 0.03, 0.10, 0.30 and 0.5. In all cases, the isotropic magnetic power at the photosphere is fixed to $\sigma \dot{E}_{\text{iso}}/(1 + \sigma) = 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$. Finally, the magnetization σ at large distance is either $\sigma = 1$ (solid lines) or 10 (dashed lines).

of the flow may well be incomplete at the photosphere in high σ scenarios. As discussed in appendix A, this will also reduce the photospheric emission.

We now check how these results compare to the various observational indications of the presence of a thermal component in GRB spectra:

- One first indirect indication comes from the very hard spectral slopes $\alpha > 0$, which are sometimes observed during burst evolution (e.g. Ghirlanda et al. 2003; Bosnjak et al. 2006; Abdo et al. 2009). Indeed, our results allow the thermal over non-thermal ratio (Eq. 26) to vary with time. A locally large $\bar{\Gamma}$ will boost the thermal component while a low contrast C will reduce the non-thermal one (under the condition that the non-thermal emission comes from internal shocks). This can explain an erratic behavior of the α slope but observations often show a regular shift of α from positive to negative values during a single pulse. As explained in Sect.3.1 a thermal start and a non-thermal ending are predicted by our models but the fraction of time during which the emission is thermal is generally smaller than observed. It remains possible to adopt a distribution of Lorentz factor that would extend the duration of the thermal part but smoothly connecting the thermal and non-thermal components may not be easy.
- The second indication comes from the analysis performed by Ryde (2004, 2005) where the observed spectra are fitted by the combination of a Planck function with a power-law. During a pulse, the temperature is found to follow a broken power-law behavior, the typical temporal index being initially close to zero before decreasing to about $-2/3$. Similarly the thermal luminosity initially rises (approximately as $t^{2/3}$) and then decays as t^{-2} . From the results of Sect.3.1 and Eqs. 20-21 it appears that we can prepare a distribution of Lorentz factor and injected power that would

lead to the observed behavior if, instead of Eq. 11 or Eq. 18 we take for example

$$\Gamma(s) = \Gamma^{\text{max}} \left(\frac{s}{2} \right)^{5/36} \quad \text{and} \quad \dot{E}_{\text{iso}}(s) = \dot{E}_{\text{iso}}^{\text{max}} \left(\frac{s}{2} \right)^{8/9} \quad (28)$$

for $0 < s < 2$ l.s. (rising part of the pulse) and

$$\Gamma(s) = \Gamma^{\text{max}} \left(\frac{s}{2} \right)^{-19/36} \quad \text{and} \quad \dot{E}_{\text{iso}}(s) = \dot{E}_{\text{iso}}^{\text{max}} \left(\frac{s}{2} \right)^{-16/9} \quad (29)$$

for $2 < s < 10$ l.s. (decaying part). However, in the absence of a clear justification for Eqs.(26-27), they appear as completely ad hoc assumptions. If they are indeed valid, they should be in some way related to the physics of the central engine. Note that the high-latitude interpretation proposed by Ryde & Pe'er (2009) seems unlikely due to a too short characteristic timescale (see Eq. 12 and Hascoët et al. 2012).

- Interpreting the spectrum of GRB 090902B (Abdo et al. 2009; Ryde et al. 2010; Pe'er et al. 2012) as being made of a thermal component either partially comptonized or complemented by an additional power-law leads to strong constraints on the burst parameters. From the analysis made by Abdo et al. (2009), the implied thermal luminosity and temperature are very large, $L_{\text{th}} \sim 4 \times 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$ and $T \sim 500 \text{ keV}$. Then, for a given ϵ_{th} and σ , one can deduce from Eqs. 7, 8 and 9 the isotropic power \dot{E}_{iso} and the Lorentz factor Γ . As GRB 090902B is very bright, this usually leads to huge values of \dot{E}_{iso} , the minimum being obtained for $\epsilon_{\text{th}} \simeq 1$, which would make GRB 090902B a peculiar burst associated to a situation close to a pure fireball. For instance, for $\epsilon_{\text{th}} = 1$, $l_7 = 0.3$, $\theta_{-1} = 1$ and $\sigma \ll 1$, we get an isotropic power $\dot{E}_{\text{iso}} \sim 2 \times 10^{54} \text{ erg s}^{-1}$ and a Lorentz factor $\Gamma \sim 10^3$. The efficiency of the photospheric emission in this case is $f_{\text{th}} \simeq 0.2$.
- Conversely the results of Guiriec et al. (2011) indicating the presence of a sub-dominant thermal component in GRB 100724B point towards low values of ϵ_{th} (from 1 to 10% depending on the other burst parameters) and therefore a magnetic acceleration. Spectra with non-thermal and thermal components resembling those found by Guiriec et al. (2011) are easily obtained with our model: such a burst would correspond to a photospheric + internal shocks scenario in a case of efficient magnetic acceleration or photospheric + reconnection if the magnetization at large distance is still large. A potential issue for the internal shock scenario is the moderate variation of the temperature (within a factor of 2) found in the time-resolved analysis. To be efficient, internal shocks require large fluctuations of the Lorentz factors that are even amplified in the observed temperature ($T_{\text{obs}} \propto \Gamma^{8/3}$, see Fig. 3). This may suggest that the non-thermal emission in GRB 100724B comes from magnetic reconnection. It should however be noted that when the temperature drops, the luminosity also drops so that, in practice, the temperature can be determined only when it is high enough. Depending on the time scale for the Lorentz factor fluctuations and the temporal resolution of the analysis, this may artificially reduce the amplitude of the measured variations of temperature. This is illustrated in Fig. 3 where dotted and dashed lines show the temperature (and peak energy of the non-thermal spectrum) averaged over intervals of 2 and 4 s respectively. It remains to be tested if this smoothing effect can account

for GRB 100724B evolution in the photospheric + internal shocks scenario.

5. Conclusion

We have explored in details GRB scenarios with two episodes of emission: thermal emission from the photosphere without sub-photospheric dissipation, and non-thermal from internal dissipation above the photosphere. Our results can be used to interpret the data and obtain constraints on the burst parameters or acceleration mechanism. But one remains confronted to the difficulty arising from the diversity of the proposed evidences for the presence of a thermal component in GRB spectra. In some cases this thermal component represents a major contribution to the global spectrum (with additional non-thermal contributions) while in others it is always sub-dominant, most of the emission having a non-thermal origin. These different situations seem to imply quite different magnetic over thermal energy ratios at the origin of the flow. However the lack of bright thermal components in most GRBs clearly points out towards magnetic acceleration, with $\epsilon_{\text{th}} \lesssim 0.01$ in most cases, and $\epsilon_{\text{th}} \simeq 0.01 - 0.1$ in less frequent cases such as GRB 100724B, GRB 090902B with $\epsilon_{\text{th}} \simeq 1$ remaining an exception.

More generally one may wonder what would be the best conditions for the thermal emission to show up. Apart from the obvious requirement that ϵ_{th} should be as large as possible, Eq. 26 may suggest to look for events with a low \dot{E}_{iso} or/and a large average Lorentz factor. This however suppose that these two quantities are independent. Having $\Gamma \propto \dot{E}_{\text{iso}}^q$ and $q > 1/4$ would favor both a large \dot{E}_{iso} and Γ while the opposite is true for $q < 1/4$. Finally if the non-thermal emission comes from internal shocks a pure thermal spectrum can even be possible if the distribution of Lorentz factor has a low contrast or if Γ is increasing outwards.

The observation of a burst with an unambiguous photospheric signature in its spectrum would greatly help to clarify several issues in GRB physics: (i) estimating the value of ϵ_{th} would provide insight on the acceleration mechanism of the flow; (ii) obtaining the temperature and thermal luminosity evolution would constrain the distribution of Lorentz factor and injected power and (iii) measuring the level of temperature fluctuations with a high temporal resolution would help to discriminate between internal shocks and magnetic reconnection for the non-thermal emission. Isolating the photospheric component in the available data is however not an easy task: it is generally one among other spectral components and possibly sub-dominant, and does not have a simple blackbody spectrum.

Appendix A: Incomplete acceleration at the photosphere

In the case where the flow is still accelerating at the photosphere the expressions for the photospheric radius, observed temperature and thermal luminosity will depend both on the Lorentz factor at the photosphere and on its value at the end of acceleration Γ_{∞} . To obtain the new expressions for R_{ph} , T_{obs} and L_{th} we write that the optical depth seen by a photon produced at R_{ph} and leaving the flow at R_{out} is equal to unity

$$\tau = \int_{R_{\text{ph}}}^{R_{\text{out}}} \frac{\kappa \dot{M}}{8\pi c \Gamma^2 R^2} dr = 1. \quad (\text{A.1})$$

For simplicity we suppose in this appendix that the flow is stationary, i.e. that \dot{M} is constant and that Γ_{∞} is identical for all the

shells. Then, adopting a simple parametrization for the Lorentz factor

$$\Gamma = \begin{cases} \Gamma_{\text{ph}} \left(\frac{R}{R_{\text{ph}}} \right)^{\alpha} & \text{for } R_{\text{ph}} < R < R_{\text{acc}} \\ \Gamma_{\infty} & \text{for } R > R_{\text{acc}} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

and with $\dot{M} = \dot{E}_{\text{K}}/\Gamma_{\infty} c^2$ we get (neglecting terms of the order of $(R_{\text{ph}}/R_{\text{acc}})^{2\alpha+1}$)

$$\tau \approx \frac{\kappa \dot{E}_{\text{K}}}{8\pi (2\alpha + 1) c^3 \Gamma_{\infty} \Gamma_{\text{ph}}^2 R_{\text{ph}}} \quad (\text{A.3})$$

This finally leads to

$$\frac{R_{\text{ph}}}{R_{\text{ph},c}} = \frac{1}{2\alpha + 1} \left(\frac{\Gamma_{\infty}}{\Gamma_{\text{ph}}} \right)^2 \quad (\text{A.4})$$

and

$$\frac{T_{\text{obs}}}{T_{\text{obs},c}} = \frac{L_{\text{th}}}{L_{\text{th},c}} = (2\alpha + 1)^{2/3} \left(\frac{\Gamma_{\text{ph}}}{\Gamma_{\infty}} \right)^2 = (2\alpha + 1)^{2/3} \left(\frac{R_{\text{ph}}}{R_{\text{acc}}} \right)^{2\alpha} \quad (\text{A.5})$$

where the index c refers to the case where the acceleration is essentially complete at the photosphere. It can be seen that an uncomplete acceleration can substantially reduce the thermal contribution.

Acknowledgements. This work is partially supported by a grant from the French Space Agency (CNES). R.H.'s PhD work is funded by a Fondation CFM-JP Aguilar grant.

References

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *ApJ*, 706, L138
- Amati, L., Frontera, F., Tavani, M., et al. 2002, *A&A*, 390, 81
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *ApJ*, 413, 281
- Band, D. L. & Preece, R. D. 2005, *ApJ*, 627, 319
- Barraud, C., Daigne, F., Mochkovitch, R., & Atteia, J. L. 2005, *A&A*, 440, 809
- Begelman, M. C. & Li, Z.-Y. 1994, *ApJ*, 426, 269
- Beloborodov, A. M. 2010, *MNRAS*, 407, 1033
- Bosnjak, Z., Celotti, A., & Ghirlanda, G. 2006, *MNRAS*, 370, L33
- Bošnjak, Ž., Daigne, F., & Dubus, G. 2009, *A&A*, 498, 677
- Brainerd, J. J. & Lamb, D. Q. 1987, *ApJ*, 313, 231
- Cline, T. L. & Desai, U. D. 1975, *ApJ*, 196, L43
- Cline, T. L., Desai, U. D., Klebesadel, R. W., & Strong, I. B. 1973, *ApJ*, 185, L1
- Collazzi, A. C., Schaefer, B. E., Goldstein, A., & Preece, R. D. 2012, *ApJ*, 747, 39
- Daigne, F., Bošnjak, Ž., & Dubus, G. 2011, *A&A*, 526, A110
- Daigne, F. & Drenkhahn, G. 2002, *A&A*, 381, 1066
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 1998, *MNRAS*, 296, 275
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2002, *MNRAS*, 336, 1271
- Derishev, E. V., Kocharovsky, V. V., & Kocharovsky, V. V. 2001, *A&A*, 372, 1071
- Ghirlanda, G., Celotti, A., & Ghisellini, G. 2003, *A&A*, 406, 879
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Nava, L., et al. 2012, *MNRAS*, 422, 2553
- Ghisellini, G., Celotti, A., & Lazzati, D. 2000, *MNRAS*, 313, L1
- Giannios, D. 2008, *A&A*, 480, 305
- Giannios, D. & Spruit, H. C. 2007, *A&A*, 469, 1
- Gilman, D., Metzger, A. E., Parker, R. H., Evans, L. G., & Trombka, J. I. 1980, *ApJ*, 236, 951
- Goldstein, A., Burgess, J. M., Preece, R. D., et al. 2012, *ApJS*, 199, 19
- Goodman, J. 1986, *ApJ*, 308, L47
- Granot, J., Komissarov, S. S., & Spitkovsky, A. 2011, *MNRAS*, 411, 1323
- Guiriec, S., Connaughton, V., Briggs, M. S., et al. 2011, *ApJ*, 727, L33
- Hascoët, R., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2012, *A&A*, 542, L29
- Kaneko, Y., Preece, R. D., Briggs, M. S., et al. 2006, *ApJS*, 166, 298
- Kobayashi, S., Piran, T., & Sari, R. 1997, *ApJ*, 490, 92
- Kocevski, D. 2012, *ApJ*, 747, 146
- Komissarov, S. S., Vlahakis, N., & Königl, A. 2010, *MNRAS*, 407, 17
- Komissarov, S. S., Vlahakis, N., Königl, A., & Barkov, M. V. 2009, *MNRAS*, 394, 1182
- Lyutikov, M. & Blandford, R. 2003, *ArXiv Astrophysics e-prints*

R. Hascoët , F. Daigne and R. Mochkovitch: Prompt thermal emission in Gamma-Ray Bursts

- Mazets, E. P., Golenetskii, S. V., Ilinskii, V. N., et al. 1981, *Ap&SS*, 80, 3
 McGlynn, S. et al. 2012, in 'Gamma-Ray Burst 2012', Munich, May 7-11, 2012, eds. A. Rau and J. Greiner, *PoS(GRB 2012)*[012]
 McKinney, J. C. & Uzdensky, D. A. 2012, *MNRAS*, 419, 573
 Mészáros, P. & Rees, M. J. 2000, *ApJ*, 530, 292
 Metzger, A. E., Parker, R. H., Gilman, D., Peterson, L. E., & Trombka, J. I. 1974, *ApJ*, 194, L19
 Mimica, P. & Aloy, M. A. 2010, *MNRAS*, 401, 525
 Nakar, E., Ando, S., & Sari, R. 2009, *ApJ*, 703, 675
 Nakar, E. & Piran, T. 2005, *MNRAS*, 360, L73
 Narayan, R., Kumar, P., & Tchekhovskoy, A. 2011, *MNRAS*, 416, 2193
 Nava, L., Ghirlanda, G., Ghisellini, G., & Celotti, A. 2011, *A&A*, 530, A21
 Nava, L., Salvaterra, R., Ghirlanda, G., et al. 2012, *MNRAS*, 421, 1256
 Pe'er, A. 2008, *ApJ*, 682, 463
 Pe'er, A., Zhang, B.-B., Ryde, F., et al. 2012, *MNRAS*, 420, 468
 Piran, T. 1999, *Phys. Rep.*, 314, 575
 Popham, R., Woosley, S. E., & Fryer, C. 1999, *ApJ*, 518, 356
 Preece, R. D., Briggs, M. S., Mallozzi, R. S., et al. 2000, *ApJS*, 126, 19
 Rees, M. J. & Mészáros, P. 2005, *ApJ*, 628, 847
 Ryde, F. 2004, *ApJ*, 614, 827
 Ryde, F. 2005, *ApJ*, 625, L95
 Ryde, F., Axelsson, M., Zhang, B. B., et al. 2010, *ApJ*, 709, L172
 Ryde, F. & Pe'er, A. 2009, *ApJ*, 702, 1211
 Ryde, F. et al. 2012, in 'Gamma-Ray Burst 2012', Munich, May 7-11, 2012, eds. A. Rau and J. Greiner, *PoS(GRB 2012)*[011]
 Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, *ApJ*, 497, L17
 Spruit, H. C., Daigne, F., & Drenkhahn, G. 2001, *A&A*, 369, 694
 Tchekhovskoy, A., Narayan, R., & McKinney, J. C. 2010, *New A*, 15, 749
 Thompson, C. 1994, *MNRAS*, 270, 480
 Vlahakis, N. & Königl, A. 2003, *ApJ*, 596, 1080
 Vurm, I., Beloborodov, A. M., & Poutanen, J. 2011, *ApJ*, 738, 77
 Zalamea, I. & Beloborodov, A. M. 2011, *MNRAS*, 410, 2302
 Zdziarski, A. A. & Lamb, D. Q. 1986, *ApJ*, 309, L79
 Zhang, B. & Yan, H. 2011, *ApJ*, 726, 90

Chapitre 7.

La transition vers la rémanence – contraintes sur les mécanismes de dissipation dans le jet relativiste

Sommaire

7.1. Phase de décroissance rapide en X : une contribution de haute latitude ?	180
7.1.1. Une émission d'origine interne	180
7.1.2. Une contribution de haute latitude ?	180
7.2. « émission de haute latitude » dans les différents modèles de dissipation dans le jet	180
7.2.1. Une contrainte forte sur le rayon d'émission	180
7.2.2. Chocs internes	182
7.2.3. Emission photosphérique	182
7.2.4. Reconnexion magnétique	184
7.3. Conclusion & Perspectives	184
7.4. Pub. V : Accounting for the XRT early steep decay in different GRB models	185

7.1. Phase de décroissance rapide en X : une contribution de haute latitude ?

7.1.1. Une émission d'origine interne

La complexité et la richesse phénoménologique de la rémanence précoce n'ont été connues qu'après le lancement de *Swift* (voir §1.4.2). Concernant l'origine – interne ou externe – des différentes phases consécutives (se reporter au schéma de la figure 1.19) composant l'émission d'un sursaut, la majorité de la communauté scientifique s'accorde maintenant sur le fait que :

- l'émission *prompte* doit obligatoirement être produite par des processus internes au jet, en raison de la forte variabilité temporelle observée (Sari & Piran 1997).
- les phases rémanentes de décroissance lente et normale sont associées à la décélération de l'éjecta relativiste par le milieu extérieur (Meszaros & Rees 1997; Sari et al. 1998; Rees & Meszaros 1998; Sari & Mészáros 2000; Nousek et al. 2006).

Ces deux composantes sont reliées par une phase de décroissance rapide en X – phase souvent appelée *early steep decay* dans la littérature. Une première question quant à l'interprétation de cette émission à décroissance rapide porte sur son origine : est-elle d'origine interne comme l'émission *prompte* gamma qui la précède, ou bien d'origine externe comme l'émission rémanente qui la suit ?

D'un point de vue observationnel, l'extrapolation du flux de l'*early steep decay* semble bien se connecter à la fin de l'émission *prompte*. Parfois les observations *Swift*-XRT débutent avant la fin de l'émission *prompte* et permettent de constater qu'on bascule de l'émission *prompte* à l'*early steep decay* de manière rapide et sans transition intermédiaire. Ce bon raccord entre les deux phases pointe clairement vers un scénario où l'*early steep decay* devrait s'interpréter comme la queue de l'émission *prompte*, et aurait donc une origine interne. De plus, on peut montrer théoriquement (e.g. Lazzati & Begelman 2006) que la décroissance de l'*early steep decay* est beaucoup trop rapide (indice de décroissance temporelle $\alpha \simeq 3 - 5$) pour pouvoir être attribuée à la décélération de l'éjecta par le milieu extérieur.

7.1.2. Une contribution de haute latitude ?

L'interprétation la plus simple et la plus naturelle attribue l'*early steep decay* à l'émission de haute latitude (régions éloignées de la ligne de visée de l'observateur) associée à l'émission *prompte* (Kumar & Panaitescu 2000). En effet lorsque cette dernière s'arrête, l'observateur commence à « voir » l'émission de haute latitude qui auparavant restait masquée par la contribution sur l'axe de visée, plus brillante à cause de la focalisation relativiste (voir §3.6.2). Les prédictions sur l'évolution du flux et de la pente spectrale durant cette phase sont en bon accord avec les observations : (i) l'indice de décroissance temporelle prédit pour l'émission de haute latitude coïncide avec les valeurs observées ($\alpha \simeq 3 - 5$) (ii) le décalage progressif vers le rouge (dû à une diminution du facteur Doppler) est en accord avec l'évolution spectrale observée durant l'*early steep decay*. Plusieurs études ont été consacrées à une vérification détaillée de la compatibilité entre les observations et les prédictions de ce scénario (Liang et al. 2006; Butler & Kocevski 2007; Zhang et al. 2007b; Qin 2008; Barniol Duran & Kumar 2009) : les plus récentes et les plus réalistes ont confirmé cette compatibilité (Willingale et al. 2010). L'émission de haute latitude reste ainsi la solution la plus naturelle et la mieux comprise pour expliquer l'*early steep decay*. L'objet de ce chapitre est d'étudier si cette interprétation favorise ou non certains modèles de dissipation interne proposés pour l'émission *prompte*.

7.2. Compatibilité de l'interprétation « émission de haute latitude » avec les différents modèles de dissipation dans le jet

7.2.1. Une contrainte forte sur le rayon d'émission

En supposant que l'*early steep decay* est effectivement produite par l'émission de haute latitude de la phase *prompte*, il est maintenant intéressant d'étudier les contraintes que cela pose sur le mécanisme de dissipation interne dans le jet relativiste. La principale contrainte porte sur le rayon R_γ où s'arrête la phase d'émission *prompte*. En effet, le flux de haute latitude décroît comme $F \propto (1 + (t - t_{\text{burst}})/\Delta t_{\text{curv}})^{-\alpha}$ avec comme échelle temporelle $\Delta t_{\text{curv}} \simeq R_{\text{col}}/2\Gamma_*^2 c$ (voir §3.6.2). Pour le flux bolométrique $\alpha = 3$ et sinon $\alpha = 2 + \beta$, β étant la pente spectrale à la fréquence considérée. Or l'*early steep decay* apparaît « continûment » connecté à la fin de l'émission *prompte*, dans un diagramme où le logarithme du flux est tracé en fonction du logarithme du temps mesuré par l'observateur, avec pour origine le déclenchement de l'instrument (i.e. à peu près le début de l'émission *prompte*). Comme illustré sur le schéma en figure 7.1, pour que l'émission de haute latitude respecte cette transition continue dans ce diagramme, avec un basculement direct sur la pente de décroissance asymptotique $d \log(F_\nu)/d \log(t_{\text{obs}}) \simeq -\alpha$, il est nécessaire que $\Delta t_{\text{curv}} \simeq t_{\text{burst}}$, où t_{burst} est la durée de l'émission *prompte*. En revanche si $\Delta t_{\text{curv}} \ll t_{\text{burst}}$ ¹, la pente de décroissance temporelle de l'émission de haute latitude serait initialement $d \log(F_\nu)/d \log(t_{\text{obs}}) \simeq -\alpha(t_{\text{burst}}/\Delta t_{\text{curv}})$ (une pente quasi-verticale). La pente asymptotique $-\alpha$ est récupérée à $t_{\text{obs}} \simeq 2t_{\text{burst}}$, mais le flux a alors déjà décru d'un facteur $(t_{\text{burst}}/\Delta t_{\text{curv}})^\alpha \gg 1$ et serait en pratique déjà en-dessous du seuil de détection. Sachant que $\alpha \simeq 3$ (cas bolométrique) est une valeur typique, $(t_{\text{burst}}/\Delta t_{\text{curv}})$ ne doit donc pas être très éloigné de l'unité.

Si cette contrainte sur l'échelle temporelle Δt_{curv} est combinée à la contrainte de compacité qui impose que l'écoulement émetteur soit ultra-relativiste, $\Gamma \gtrsim 100$, on obtient finalement pour le rayon d'émission *prompte* R_γ la condition :

$$R_\gamma \simeq 6 \cdot 10^{15} \left(\frac{\Gamma}{100} \right)^2 \left(\frac{t_{\text{burst}}}{10 \text{ s}} \right) \text{ cm}, \quad (7.1)$$

sachant que les durées (corrigées du *redshift*) des sursauts longs, t_{burst} , sont majoritairement comprises dans un intervalle allant de quelques secondes à une centaine de secondes.

Nous avons examiné la capacité des principaux modèles envisagés pour le mécanisme de dissipation interne (voir section 2.5) à réaliser naturellement la condition $\Delta t_{\text{curv}} \simeq t_{\text{burst}}$.

7.2.2. Chocs internes

Dans de précédentes études (voir par exemple Lyutikov 2006; Kumar et al. 2007), il a parfois été affirmé que l'émission de haute latitude des chocs internes ne peut pas reproduire l'*early steep decay*. L'argument de base repose sur l'idée que le rayon *typique* des chocs internes R_{is} peut être estimé par la plus petite échelle de variabilité observée dans la courbe de lumière gamma $\Delta t_{\text{var,min}}$: $R_{\text{is}} \simeq 2\Gamma^2 c \Delta t_{\text{var,min}}$. Or le rapport entre la plus petite échelle de variabilité et la durée totale d'un sursaut atteint souvent des valeurs élevées (typiquement $t_{\text{burst}}/\Delta t_{\text{var,min}} \gtrsim 100$). L'échelle temporelle $\Delta t_{\text{curv,is}}$ serait ainsi bien trop petite pour pouvoir être compatible avec un scénario d'émission de haute latitude ($\Delta t_{\text{curv,is}} \ll t_{\text{burst}}$).

Mais d'un point de vue observationnel, les courbes de lumière gamma couvrent un grand domaine d'échelles de variabilité temporelle, de la plus petite échelle de variabilité temporelle $\Delta t_{\text{var,min}}$ à une échelle maximum $\Delta t_{\text{var,max}} \simeq t_{\text{burst}}$ (correspondant à l'enveloppe de la courbe de lumière), sans faire apparaître une échelle caractéristique, comme le montre par exemple les études de Beloborodov et al. (2000) et Guidorzi et al. (2012), fondées sur l'analyse de la densité spectrale de puissance des courbes de lumière. Or dans le cadre du modèle des chocs internes :

1. $\Delta t_{\text{curv}} \gg t_{\text{burst}}$ serait également problématique, mais en pratique ce cas n'est prédit par aucun modèle.

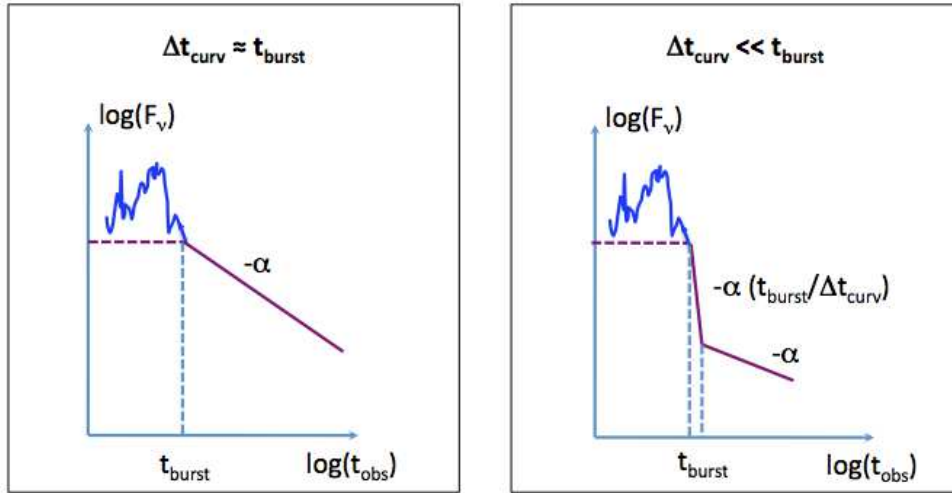


FIGURE 7.1.: **Forme de l'émission de haute latitude dans un tracé logarithmique.** *Gauche* : si $\Delta t_{\text{curv}} \simeq t_{\text{burst}}$, la pente asymptotique $-\alpha$ de l'émission de haute latitude est directement connectée à la fin de la phase *prompte*. *Droite* : si $\Delta t_{\text{curv}} \ll t_{\text{burst}}$, il y a une chute brutale (quasi-verticale) d'un facteur $(t_{\text{burst}}/\Delta t_{\text{curv}})^\alpha \gg 1$ avant le basculement sur la branche asymptotique de pente $-\alpha$. L'*early steep decay* observé étant « continûment » connecté à la fin de la phase *prompte*, $\Delta t_{\text{curv}} \simeq t_{\text{burst}}$ est une condition nécessaire pour que le scénario d'émission de haute latitude soit possible.

- les propriétés de variabilité de la courbe de lumière *prompte* reflètent celles de l'éjecta relativiste (définies lors de son éjection par la source centrale). Le facteur de Lorentz initial du jet est donc a priori variable sur des échelles de temps allant de $\Delta t_{\text{var,min}}$ à $\Delta t_{\text{var,max}}$.
- la variabilité sur une échelle de temps Δt_{var} étant associée à des chocs internes de rayon $R \simeq 2\Gamma^2 c \Delta t_{\text{var}}$ (voir équation 2.10), cela signifie que les chocs internes couvrent une large gamme de rayons allant de $R_{\text{is,min}} \simeq 2\Gamma^2 c \Delta t_{\text{var,min}}$ (là où sont produites les plus courtes échelles de temps dans la courbe de lumière) à $R_{\text{is,max}} \simeq 2\Gamma^2 c \Delta t_{\text{var,max}} \simeq 2\Gamma^2 c t_{\text{burst}}$.

Le rayon d'émission à la fin de l'émission *prompte* est donc de l'ordre de $R_\gamma \simeq 2\Gamma^2 c t_{\text{burst}}$, ce qui conduit à une échelle temporelle $\Delta t_{\text{curv,is}} = R_\gamma / 2\Gamma^2 c \simeq t_{\text{burst}}$. Ainsi l'émission de haute latitude des chocs internes peut naturellement expliquer l'*early steep decay* (voir l'exemple présenté en figure 7.2), ce qui est un argument fort en faveur de ce modèle.

7.2.3. Emission photosphérique

La situation est très différente dans le modèle où l'émission *prompte* est dominée par l'émission photosphérique car le rayon d'émission est bien trop petit pour que le scénario d'émission de haute latitude soit envisageable. L'échelle de temps de l'émission de haute latitude de la photosphère vaut

$$\Delta t_{\text{curv,ph}} = \frac{R_{\text{ph}}}{2\Gamma^2 c} \simeq 10^{-2} \left(\frac{\dot{E}_{\text{kin}}}{10^{52} \text{ erg s}^{-1}} \right) \left(\frac{\Gamma}{100} \right)^{-5} \text{ s}, \quad (7.2)$$

où R_{ph} est le rayon de la photosphère donné par l'équation 2.8 (en prenant un nombre d'électrons par nucléon $Y_e = 1$). L'échelle temporelle de décroissance $\Delta t_{\text{curv,ph}}$ de l'émission de haute latitude est donc bien trop faible pour pouvoir expliquer l'*early steep decay*. Une diminution du facteur de Lorentz Γ de l'écoulement à la fin de la phase *prompte* pourrait permettre de récupérer un rayon d'émission plus grand – mais cette éventualité ne permet toujours pas d'expliquer l'*early steep decay* car le flux de l'émission photosphérique s'écroulerait avec la diminution du facteur de Lorentz (car $L_{\text{ph}} \propto \Gamma^{8/3}$, voir Mészáros & Rees 2000; Daigne & Mochkovitch 2002b, ainsi que la section 6.2), avant même le début de l'émission de haute latitude.

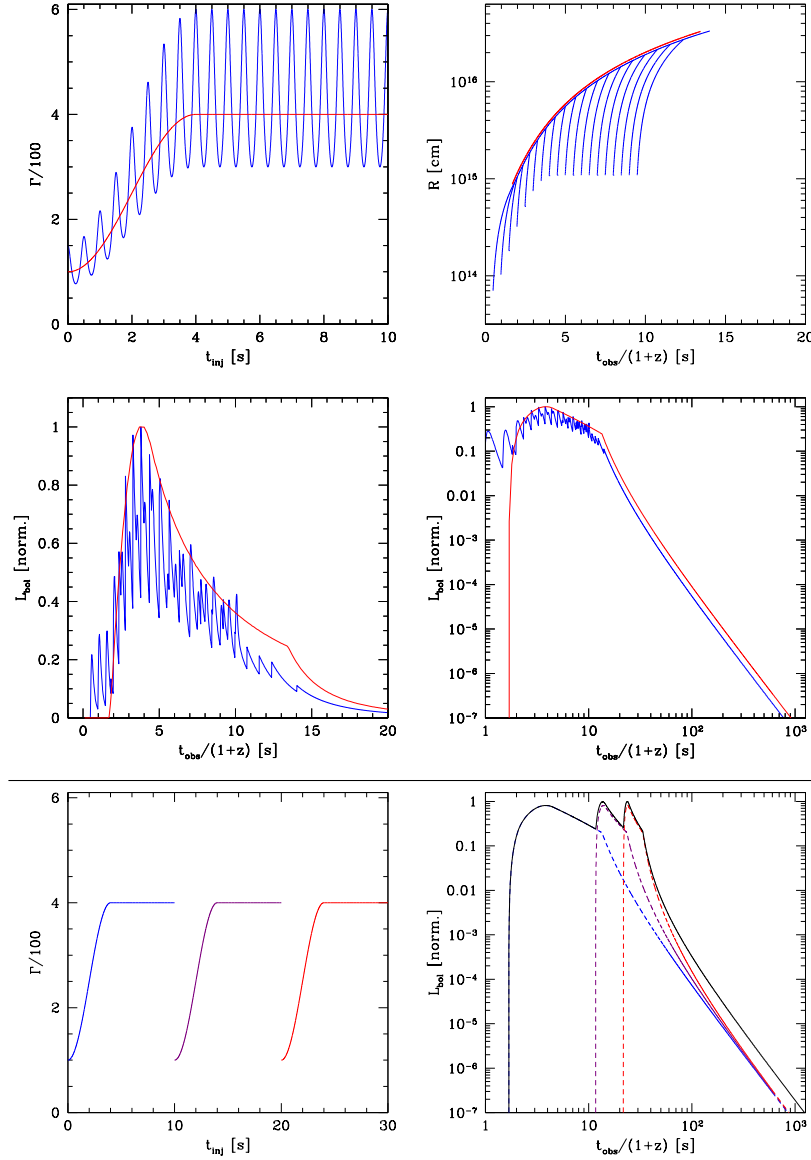


FIGURE 7.2.: **Emission de haute latitude dans le modèle des chocs internes.** La forme de l'émission de haute latitude dépend principalement du plus grand rayon d'émission $R_{is,max}$. Ce dernier est relié à la plus grande échelle de variabilité $\Delta t_{var,max} \simeq t_{burst}$ présente dans la courbe de lumière par $R_{is,max} \simeq 2\Gamma^2 c \Delta t_{var,max} \simeq 2\Gamma^2 c t_{burst}$. Les trois exemples de sursaut synthétique présentés ici illustrent cet aspect. Quatre panneaux du haut : deux exemples de sursaut synthétique *mono-pulse*, avec (bleu) ou sans (rouge) variabilité à petite échelle. *En haut, à gauche* : distribution initiale de facteur de Lorentz. *En haut, à droite* : rayon des chocs internes en fonction de $t_{obs}/(1+z)$ (temps de réception des photons émis à une latitude nulle $\theta = 0$). *Au milieu, à gauche* : courbes de lumière bolométriques en échelle linéaire. *Au milieu, à droite* : courbes de lumière bolométriques en échelle logarithmique. Deux panneaux du bas : sursaut plus complexe à trois *pulses*. *En bas, à gauche* : distribution initiale de facteur de Lorentz. *En bas, à droite* : courbe de lumière bolométrique en échelle logarithmique. Les courbes en pointillé représentent les *pulses* élémentaires. Ici, l'émission *prompte* est composée d'épisodes d'émission provenant de générations de chocs internes indépendantes, donnant 3 *pulses* de durées comparables. On a donc $t_{burst}/\Delta t_{var,max} \simeq 3$ et la pente initiale de l'émission de haute latitude vaut environ $3 \times (t_{burst}/\Delta t_{var,max}) \simeq 9$. Cet effet peut notamment permettre d'expliquer les pentes élevées d'*early steep decay* (jusqu'à environ 9) observées dans certains cas.

Dans les modèles photosphériques l'*early steep decay* doit donc être expliqué d'une autre manière. Cette phase de décroissance rapide du flux X doit refléter le déclin à la fin de l'activité du moteur central. Mais il resterait alors à comprendre quel mécanisme peut être responsable du caractère générique de l'arrêt progressif de l'éjection relativiste (l'*early steep decay* est presque toujours présent avec des formes très similaires d'un sursaut à l'autre), alors même que les courbes de lumières *promptes* peuvent avoir des formes et des variabilités très différentes d'un sursaut à l'autre (voir par exemple l'échantillon de courbes de lumières gamma en figure 1.14).

7.2.4. Reconnexion magnétique

Dans le cas des modèles invoquant la reconnexion magnétique comme mécanisme dissipatif responsable de l'émission *prompte*, la situation est moins claire. En effet, ces modèles sont toujours à un stade précoce de développement et n'ont pas le même degré d'avancement en termes de prédictions (notamment sur le rayon d'émission). Cependant il n'y pas de raison évidente, intrinsèque à ces modèles, qui expliquerait que le rayon d'émission R_γ s'étende naturellement jusqu'à $2\Gamma^2 ct_{\text{burst}}$, de manière à rendre le scénario d'émission de haute latitude possible.

Dans une première famille de modèles (voir §2.5.3 pour une discussion spécifique sur les différents modèles de reconnexion magnétique), le processus de reconnexion magnétique est progressif : il débute en dessous de la photosphère et s'étend jusqu'à un rayon typique $R_\gamma \simeq 10^{13}$ cm (Drenkhahn 2002; Drenkhahn & Spruit 2002; Giannios 2008), rayon qui reste bien trop faible pour avoir la bonne échelle de décroissance de l'émission de haute latitude $\Delta t_{\text{curv}} \simeq t_{\text{burst}}$. Dans le modèle de McKinney & Uzdensky (2012), la reconnexion procède de manière catastrophique aux alentours de la photosphère à un rayon $R_\gamma \simeq 10^{13} - 10^{14}$ cm : ce rayon devient compatible avec le scénario d'émission de haute latitude pour les sursauts les plus courts ($t_{\text{burst}} \lesssim 1$ s), mais reste encore trop faible pour la majorité des sursauts longs. Notons cependant que le taux de dissipation magnétique reste très incertain. On ne peut donc exclure que de futures modélisations plus détaillées et réalistes prédiront un rayon de fin de dissipation R_γ plus grand.

Dans le modèle de Lyutikov & Blandford (2003) l'écoulement est purement électromagnétique et son énergie est dissipée au début de l'interaction avec le milieu extérieur, à un rayon de $\simeq 10^{16}$ cm. Dans ce modèle, la courte échelle de variabilité des courbes de lumière gamma s'expliquerait par le fait que l'émission est produite par des petites régions en mouvement relativiste dans le référentiel comobile. Ces « *fundamental emitters* » sont générés dans l'écoulement d'ensemble par les événements de reconnexion magnétique et ont une distribution supposée isotrope dans le référentiel comobile. Dans ce contexte différents auteurs (Lyutikov 2006; Lazar et al. 2009; Narayan & Kumar 2009) ont calculé les courbes de lumière attendues avec une approche simplifiée : dans ces études, l'émission de haute latitude est « continûment » connectée à la phase *prompte*. Néanmoins ces résultats nécessitent un certain degré d'ajustement des différents paramètres du problème. Il est notamment choisi *a priori* que le rayon de dissipation vaut $R_\gamma \simeq 2\Gamma^2 ct_{\text{burst}}$ – ce n'est pas une conséquence naturelle du modèle, contrairement aux chocs internes.

Enfin le modèle de Zhang & Yan (2011) pour l'émission *prompte*, propose un processus de dissipation magnétique rapide déclenché par des chocs internes « inefficaces » ayant lieu au sein d'un écoulement fortement magnétisé. Dans ce cas, il est probable que l'on retombe dans la situation du modèle classique des chocs internes (§7.2.2), où le scénario d'émission de haute latitude peut naturellement expliquer l'*early steep decay* des sursauts. Rappelons cependant que les mécanismes dissipatifs invoqués dans ce dernier scénario restent à être clarifiés et quantifiés.

7.3. Conclusion & Perspectives

Le scénario d'émission de haute latitude, pour expliquer l'*early steep decay* observé par le XRT, impose que le rayon de dissipation atteint à la fin de l'émission *prompte* soit de l'ordre de $R_\gamma \simeq 2\Gamma^2 ct_{\text{burst}}$. Dans cette étude nous confrontons cette contrainte aux prédictions des trois grandes familles de modèles d'émission *prompte* :

- Dans le cas des chocs internes, le rayon de dissipation atteint naturellement la valeur requise $R_\gamma \simeq 2\Gamma^2 ct_{\text{burst}}$, à la fin de la phase *prompte*.
- Dans le cas des modèles photosphériques le rayon d'émission est inévitablement beaucoup trop faible. Dans ce cadre là, l'*early steep decay* doit vraisemblablement refléter la fin d'activité du moteur central. Reste alors à comprendre le caractère générique du comportement observé.
- Pour les modèles de reconnexion magnétique, le scénario d'émission de haute latitude reste éventuellement envisageable. Mais en l'état actuel de nos connaissances, la contrainte $R_\gamma \simeq 2\Gamma^2 ct_{\text{burst}}$ n'est pas une prédiction naturelle des modèles.

Dans le futur, il serait intéressant de calculer l'émission de haute latitude des chocs internes dans le cadre d'un modèle incluant un calcul radiatif complet. Ceci permettrait de discuter de manière générale les différents types de transitions attendues entre les phases *prompte* et rémanente, non seulement dans le domaine X, comme discuté dans ce chapitre, mais aussi dans des domaines où des observations commencent à être disponibles, l'optique et les rayons gamma de haute énergie. Il s'agit d'un projet ambitieux. En effet dans ces domaines, l'émission de haute latitude peut parfois être masquée par celle de la rémanence. L'analyse des observations précoces obtenues par les télescopes robotisés (dans l'optique) ou par *Fermi*-LAT (émission prolongée observée au dessus de 100 MeV) doit donc inclure également un modèle de la décélération du jet tel que décrit dans la partie suivante de cette thèse. Notons que dans la plupart des sursauts détectés par *Fermi*-LAT, l'émission prolongée de haute énergie se fait dans la continuité de l'émission observée pendant la phase *prompte*, sans transition notable (voir §1.4.1). Jusqu'à l'écriture de cette thèse aucun sursaut avec émission prolongée n'a pu être observé par le XRT avant la fin de la phase *prompte*. Il serait intéressant de savoir si les sursauts *Fermi*-LAT montrent un *early steep decay* en X, et si oui quel est sa date de démarrage et sa durée. Il conviendrait alors de déterminer quelles sont les contraintes (sur différents modèles) pour avoir un *early steep decay* qui est visible en X mais reste masqué à haute énergie. GRB 090510 (De Pasquale et al. 2010) et GRB 110721A (Brageon et al. 2012) sont déjà des cas de sursauts intéressants détectés par le LAT et pour lesquels les observations du XRT débutent peu de temps après la fin de la phase *prompte*. En ce qui concerne l'optique, le même type de questions sur la forme de la transition *prompt*/rémanence se posent. Nous avons déjà commencé à aborder ce problème (voir les résultats préliminaires §9.4.2).

7.4. Pub. V : Accounting for the XRT early steep decay in different GRB models, R. Hascoët, F. Daigne, R. Mochkovitch, A&A, 542, L29 (2012)

Accounting for the XRT early steep decay in models of the prompt GRB emission

R. Hascoët, F. Daigne ^{*} and R. Mochkovitch

UPMC-CNRS, UMR7095, Institut d'Astrophysique de Paris, F-75014, Paris, France
e-mail: [hascoet;daigne;mochko]@iap.fr

Received 04.04.2012; accepted 19.05.2012

ABSTRACT

Context. The *Swift*-XRT observations of the early X-ray afterglow of GRBs show that it usually begins with a steep decay phase.

Aims. A possible origin of this early steep decay is the high latitude emission that subsists when the on-axis emission of the last dissipating regions in the relativistic outflow has been switched-off. We wish to establish which of various models of the prompt emission are compatible with this interpretation.

Methods. We successively consider internal shocks, photospheric emission, and magnetic reconnection and obtain the typical decay timescale at the end of the prompt phase in each case.

Results. Only internal shocks naturally predict a decay timescale comparable to the burst duration, as required to explain XRT observations in terms of high latitude emission. The decay timescale of the high latitude emission is much too short in photospheric models and the observed decay must then correspond to an effective and generic behavior of the central engine. Reconnection models require some *ad hoc* assumptions to agree with the data, which will have to be validated when a better description of the reconnection process becomes available.

Key words. Gamma-ray burst: general; Radiation mechanisms: non-thermal; Radiation mechanisms: thermal; Shock waves; Magnetic reconnection

1. Introduction

Thanks to its precise localization capabilities followed by rapid slewing, the *Swift* satellite (Gehrels et al. 2004) can quickly – typically in less than two minutes after a Gamma-ray burst (GRB) trigger – repoint its X-Ray Telescope (XRT, Burrows et al. 2005) toward the source. This achievement has helped to fill the gap in observations between the prompt and late afterglow emissions and revealed the complexity of the early X-ray afterglow (Tagliaferri et al. 2005; Nousek et al. 2006; O'Brien et al. 2006). Despite this complexity, the early steep decay that ends the prompt emission appears to be a generic behavior, common to most long GRBs. During this phase, the flux decays with a temporal index $\alpha \simeq 3 - 5$ (with $F_\gamma \propto t^{-\alpha}$). It lasts for a typical duration $t_{\text{ESD}} \sim 10^2 - 10^3$ s and is usually followed by the shallow or normal decay phases.

The rapid gamma-ray light curve variability suggests that prompt emission has to be produced by internal mechanisms (Sari & Piran 1997), while the later shallow and normal decay phases are usually attributed to deceleration by the external medium (e.g. Meszaros & Rees 1997; Sari et al. 1998; Rees & Meszaros 1998). As the backward extrapolation of the early steep decay connects reasonably to the end of the prompt emission, it is often interpreted as its tail. It has moreover been shown that it is too steep to result from the interaction with the external medium (see e.g. Lazzati & Begelman 2006).

One of the most discussed and natural scenario to account for the early steep decay had been described by Kumar & Panaitescu (2000) before the launch of *Swift*. It explains this phase by the residual off-axis emission – or high latitude emission – that be-

comes visible when the on-axis prompt activity switches off. This scenario gives simple predictions and several studies have been dedicated to check whether it agrees with observations (see e.g. Liang et al. 2006; Butler & Kocevski 2007; Zhang et al. 2007; Qin 2008; Barniol Duran & Kumar 2009). On the basis of a realistic multiple pulse fitting approach proposed by Genet & Granot (2009), Willingale et al. (2010) confirmed that the observed temporal slope of the early steep decay can be well explained in this context, while the accompanying spectral softening is (at least qualitatively) also reproduced.

In this letter, we first discuss in Sect. 2 some constraints implied by the high latitude scenario on the typical radius R_γ where the prompt emission ends. We then investigate in Sect. 3 if they are consistent with the predictions of the most discussed models for the prompt phase: internal shocks, Comptonized photospheric emission, and magnetic reconnection. We summarize our results in Sect. 4, which also presents our conclusions.

2. Constraints on the prompt emission radius in the high latitude scenario

The high latitude interpretation of the early steep decay constrains the value of R_γ in two different ways:

(i) The maximum possible duration of the high latitude emission depends on the opening angle θ of the jet and is given by

$$t_{\text{HLE}} = \frac{R_\gamma \theta^2}{2c} . \quad (1)$$

It has to be larger than the total duration of the early steep decay, t_{ESD} , which leads to (Lyutikov 2006; Lazzati & Begelman 2006)

$$R_\gamma \gtrsim 6 \cdot 10^{14} (t_{\text{ESD}}/100 \text{ s}) (\theta/0.1 \text{ rd})^{-1} \text{ cm} . \quad (2)$$

^{*} Institut Universitaire de France

(ii) In a logarithmic plot where the burst trigger is the origin of time, the high latitude emission has to behave as a power-law that smoothly connects to the end of the prompt phase with an initial decay index $\alpha \sim 3 - 5$.

After the prompt emission ends at R_γ , the high latitude (bolometric) flux received by the observer has been derived by several authors (see e.g. Kumar & Panaitescu 2000; Beloborodov et al. 2011). It takes the form

$$F_{\text{bol}} \propto \left(1 + \frac{t - t_{\text{burst}}}{\tau_{\text{HLE}}}\right)^{-3}, \quad (3)$$

with

$$\tau_{\text{HLE}} \simeq R_\gamma / 2\Gamma^2 c, \quad (4)$$

where Γ is the Lorentz factor of the emitting shell. In Eq. 3, t_{burst} is the arrival time of the last on-axis photons, emitted at R_γ , and therefore corresponds to the duration of the prompt phase. The description of the flux given by Eq. 3 remains valid as long as a new emission component does not emerge leading to the shallow/normal decay phase of the afterglow. From Eq. 3, the initial temporal decay index of the high latitude emission equals

$$\alpha = 3 \frac{t_{\text{burst}}}{\tau_{\text{HLE}}}, \quad (5)$$

which implies that $\tau_{\text{HLE}} \simeq t_{\text{burst}}$ to reproduce the observations, yielding a new constraint on R_γ

$$R_\gamma \simeq R_* = 6 \cdot 10^{15} (t_{\text{burst}}/10 \text{ s}) (\Gamma/100)^2 \text{ cm}. \quad (6)$$

If conversely $\tau_{\text{HLE}} \ll t_{\text{burst}}$ (or $R_\gamma \ll R_*$), the high latitude flux will experience a huge drop (by a factor of about $(t_{\text{burst}}/\tau_{\text{HLE}})^3$) immediately after the prompt phase before recovering a slope $\alpha \sim 3$ only after several t_{burst} .

It should be noted however that Eq. 3 and the discussion that follows assume that the emitting surface at R_γ has a spherical shape and that the emission is isotropic in the comoving frame of the emitting material. This is not necessarily true (see Sect. 3 below) so that the constraints given by Eqs. 2-6 are only estimates that might be relaxed by a factor of a few, but certainly not by several order of magnitudes. We also note that the two constraints are compatible.

3. Comparison with the emission radii predicted in different GRB models

3.1. Internal shocks

It has sometimes been argued (e.g. Lyutikov 2006; Kumar et al. 2007) that the internal shock model (e.g. Rees & Meszaros 1994; Kobayashi et al. 1997; Daigne & Mochkovitch 1998) is incompatible with the high latitude scenario. The underlying argument is based on the assumption that internal shocks take place at a typical radius R_{IS} estimated from the shortest variability timescale $t_{\text{var,min}}$ observed in the prompt γ -ray light curve. In this simplified context, the inferred radius $R_{\text{IS}} \simeq 6 \cdot 10^{13} (\Gamma/100)^2 (t_{\text{var,min}}/0.1 \text{ s}) \text{ cm}$ is much too small compared to the high latitude scenario constraints given by Eqs. 2-6.

However, observed γ -ray light curves cover a wide range of variability timescales going from the shortest one $t_{\text{var,min}}$ to the longest one $t_{\text{var,max}}$. The power density spectra of GRB light curves show that $t_{\text{var,max}}$ is much longer than $t_{\text{var,min}}$ and close to the whole burst duration t_{burst} (see e.g. Beloborodov et al. 2000;

Guidorzi et al. 2012). In the internal shock framework, the variability timescales in the light curve reflect those of the relativistic outflow. The initial Lorentz factor must then vary on timescales from $t_{\text{var,min}}$ to $t_{\text{var,max}}$ and the radius of the internal shocks extends from a minimum $R_{\text{IS,min}} \simeq 2\Gamma^2 c t_{\text{var,min}}$ to a maximum $R_{\text{IS,max}} \simeq 2\Gamma^2 c t_{\text{var,max}}$, which is very close to $R_* \simeq 2\Gamma^2 c t_{\text{burst}}$. This implies that the high latitude emission of the last internal shocks has a characteristic timescale $\tau_{\text{HLE}} \simeq t_{\text{var,max}} \lesssim t_{\text{burst}}$, leading to a decay index $\alpha \gtrsim 3$, in good agreement with XRT data. Internal shocks are therefore compatible with the requirements of the high latitude scenario even in highly variable bursts.

This result is illustrated by the synthetic GRBs shown in Fig. 1 and 2 where the dynamics of internal shocks has been computed with the multiple shell model of Daigne & Mochkovitch (1998). The example in Fig. 1 shows a mono-pulse burst (bottom left panel), either with (solid line) or without (dashed line) sub-structure. As seen from the initial distribution of the Lorentz factor (top left panel), the maximum variability timescale $t_{\text{var,max}}$ is the same in both cases but the shortest variability timescale $t_{\text{var,min}}$ is very different. The plot showing the location of the shocks (top right panel) clearly illustrates how the final radius – and therefore the high latitude emission – is governed only by $t_{\text{var,max}}$. The decay of the flux at the end of the prompt phase (bottom right panel) is therefore very similar in both cases, with a steep decay index reaching $\alpha \simeq 3$ after a short and smooth transition. The example in Fig. 2 corresponds to a more complex light curve with three isolated pulses, where $t_{\text{var,max}} \simeq t_{\text{burst}}/3$. The high latitude emission of each pulse is plotted as a dashed line. The final decay index of the total light curve is $\alpha \simeq 9$ before reaching $\alpha \simeq 3$ for $t_{\text{obs}} \gtrsim 2t_{\text{burst}}$ (see also Genet & Granot 2009). We checked that adding substructure on shorter timescales does not affect this result. As a last example, the ‘naked burst’ GRB 050421 is a good case of a GRB with a variable light curve followed by an early steep decay that was well observed by the XRT because of its especially long duration (Godet et al. 2006). This burst was modeled in detail by Hascoët et al. (2011). The prompt emission is associated with internal shocks and the high latitude emission is in excellent agreement with XRT data (see Figure 2 in Hascoët et al. 2011).

We conclude from this analysis that the internal shock model naturally reproduces the XRT early steep decay phase in the high latitude scenario. We note that the value of α discussed above can be affected by two additional effects : (i) a spectral effect when the flux is integrated in a relatively narrow band (as in the case of *Swift*-XRT). The expected temporal decay slope is then $\alpha \simeq 2 + \beta$, where the spectral slope β ($F_\nu \propto t^{-\alpha} \nu^{-\beta}$) can be larger than one; (ii) an emission that is already anisotropic in the comoving frame of the emitting material (e.g. Beloborodov et al. 2011). Finally, we limit our discussion to the bolometric flux for simplicity. If the peak energy of the spectrum radiated by the last internal shocks is above the spectral range of the XRT (i.e. above 10 keV), the peak energy of the high latitude emission crosses the XRT range, leading to spectral evolution during the early steep decay (see e.g. Genet & Granot 2009). This evolution is seen in many XRT observations (Zhang et al. 2007).

3.2. Photospheric emission

In photospheric models, the evolution of the high latitude flux is more complex than for a simple flashing sphere – the last scattering region has a finite width and is not spherically symmetric (with the last scattering radius increasing with latitude). However, a detailed calculation (e.g. Pe’er 2008; Beloborodov 2011) shows that the characteristic initial decay timescale re-

Hascoët, Daigne & Mochkovitch: The XRT early steep decay and prompt GRB models

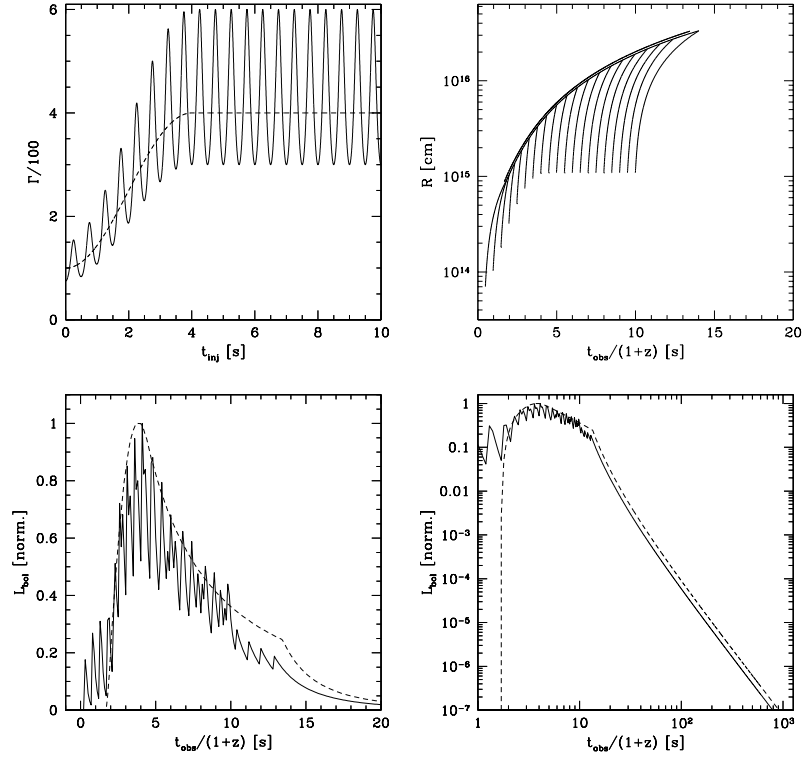


Fig. 1. Early steep decay from high latitude emission in the internal shock framework. Two examples of synthetic GRBs with a smooth (dashed line) or a highly variable (solid line) light curve. *Top left*: initial distribution of the Lorentz factor in the flow as a function of injection time t_{inj} (a short timescale (0.5 s) fluctuation of the Lorentz factor is added to produce the variable burst). In the two cases, the injected kinetic power is constant; *Top right*: shock radius (smooth light curve case: thick line; variable light curve case: thin line) as a function of observer time, showing that the maximum values reached by the emission radius, i.e. R_γ , are comparable in the two cases; *Bottom*: bolometric light curve on either a linear (left panel) or logarithmic (right panel) scale. The high latitude contribution is very similar for both the smooth and variable light curves.

mains $\tau_{HLE} \simeq R_\gamma/2\Gamma^2c$, where R_γ is now the photospheric radius R_{ph} for on-axis photons. In the case of a “classical” non dissipative photosphere, R_{ph} is given by (e.g. Piran 1999; Daigne & Mochkovitch 2002)

$$R_{ph} \simeq 6 \cdot 10^{12} (\dot{E}_{iso}/10^{52} \text{ erg s}^{-1}) (\Gamma/100)^{-3} \text{ cm}, \quad (7)$$

where \dot{E}_{iso} is the isotropic equivalent kinetic power in the outflow, leading to

$$\tau_{HLE} \simeq 10^{-2} (\dot{E}_{iso}/10^{52} \text{ erg s}^{-1}) (\Gamma/100)^{-5} \text{ s}. \quad (8)$$

For standard values of the parameters $\tau_{HLE} \ll t_{burst}$, so that the early steep decay cannot be explained by high latitude emission. Reducing the Lorentz factor at the photosphere to $\Gamma \lesssim 20$ can increase R_{ph} to an acceptable value but one is then confronted with a drop in the photospheric luminosity even before the high latitude emission sets in (since $L_{ph} \propto \Gamma^{8/3}$, e.g. Mészáros & Rees 2000; Daigne & Mochkovitch 2002). The same conclusion holds (as R_{ph} remains very close to the value given by Eq. 7)

in models where a dissipative process is invoked at the photosphere to transform the seed thermal spectrum into a non-thermal Band spectrum (see e.g. Rees & Mészáros 2005; Beloborodov 2010).

In photospheric models, the early steep decay must therefore be directly produced by a declining activity of the central engine. This implies that a physical mechanism, common to most GRBs, governs the late activity in a generic way, in contrast to the diversity of the prompt gamma-ray light curves, which also reflect the activity of the central engine.

3.3. Magnetic reconnection

Gamma-ray burst models where the prompt emission comes from magnetic reconnection are still at an early stage of development and do not offer the same level of prediction as the two other families of models discussed above.

In a first situation investigated by Drenkhahn (2002), Drenkhahn & Spruit (2002), and Giannios (2008), the prompt emission is produced by a gradual reconnection process that begins below the photosphere and extends above. The dissipation process typically ends at a radius $R \simeq 10^{13}$ cm, which remains too small for the high latitude scenario. In the model proposed by McKinney & Uzdensky (2012), reconnection remains inefficient below the photosphere before it enters a rapid collisionless mode at $R_{diss} \sim 10^{13} - 10^{14}$ cm and catastrophically dissipates the magnetic energy of the jet. This radius range becomes compatible with the high latitude scenario for GRBs of duration $t_{burst} \simeq 1$ s but is still too small for most long GRBs. However, there are remaining theoretical uncertainties about the dissipation rate, and future calculations may predict a larger radius for the end of the reconnection process.

A full electromagnetic model was proposed by Lyutikov & Blandford (2003) where the energy is dissipated at large radii ($\gtrsim 10^{16}$ cm) when the interaction of an electromagnetic bubble with the shocked external medium becomes significant and current instabilities develop at the contact discontinuity. In this model, the gamma-ray variability is generated by the emission of “fundamental emitters” that are driven (by the dissipative pro-

cess) into relativistic motion with random directions (some kind of relativistic turbulence) in the frame of the main outflow, which is also highly relativistic. Different authors have tentatively computed the expected bolometric light curves: in the examples presented by Lyutikov (2006), Lazar et al. (2009), and Narayan & Kumar (2009), the high latitude contribution smoothly connects to the end of a highly variable prompt phase. These results however require some degree of adjustment between different dynamical parameters. It is *a priori* decided that $R_\gamma \simeq \Gamma^2 ct_{\text{burst}}$ – which is not an intrinsic consequence of the model, in contrast to what happens with internal shocks.

Finally, in the model of Zhang & Yan (2011), a self-sustained magnetic process is triggered by prior internal shocks that are inefficient (because of a high degree of magnetization) but leave the magnetic field lines entangled. Some “dynamical memory” of the shocks is conserved and the conclusions of Sect. 3.1 basically apply. However, the details of the physical mechanisms involved in this model remain to be clarified and quantified.

4. Conclusion

The results of this letter emphasize the importance of the steep decay phase revealed by *Swift* observations of the early X-ray afterglow. An attractive way of explaining this phase is to suppose that it is produced by the high latitude emission of the last contributing shells. We have shown that this assumption leads to strong constraints on the radius R_γ where the prompt emission ends. In particular, the associated timescale, $\tau_{\text{HLE}} \sim R_\gamma/2c\Gamma^2$ must be comparable to the burst duration t_{burst} to guarantee that the high latitude contribution is correctly connected to the end of the prompt light curve. We have then checked whether these constraints are satisfied by different models for the prompt phase, namely internal shocks, Comptonized photospheric emission, and magnetic reconnection.

- Internal shocks naturally fulfill the condition $\tau_{\text{HLE}} \sim t_{\text{burst}}$ even in highly variable bursts, as the radius of the last shocks is governed by the longest variability timescale, which is on the order of t_{burst} .
- Conversely, in photospheric models $\tau_{\text{HLE}} \ll t_{\text{burst}}$, since the photospheric radius is typically several orders of magnitude smaller than the radius of internal shocks. The only way to produce the observed decay is then to suppose that it corresponds to an effective behavior of the central engine, which moreover should be common to most GRBs.
- In magnetic reconnection models, satisfying the constraints on R_γ might be possible but is not naturally expected. It still requires the ad hoc assumption that $R_\gamma \simeq \Gamma^2 ct_{\text{burst}}$, which will have to be justified when a better description of the reconnection process becomes available.

Acknowledgements. The authors acknowledge the French Space Agency (CNES) for financial support. R.H.’s PhD work is funded by a Fondation CFM-JP Aguilar grant.

References

Barniol Duran, R. & Kumar, P. 2009, MNRAS, 395, 955
 Beloborodov, A. M. 2010, MNRAS, 407, 1033
 Beloborodov, A. M. 2011, ApJ, 737, 68
 Beloborodov, A. M., Daigne, F., Mochkovitch, R., & Uhm, Z. L. 2011, MNRAS, 410, 2422
 Beloborodov, A. M., Stern, B. E., & Svensson, R. 2000, ApJ, 535, 158
 Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., et al. 2005, Space Sci. Rev., 120, 165
 Butler, N. R. & Kocevski, D. 2007, ApJ, 663, 407
 Daigne, F. & Mochkovitch, R. 1998, MNRAS, 296, 275
 Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2002, MNRAS, 336, 1271

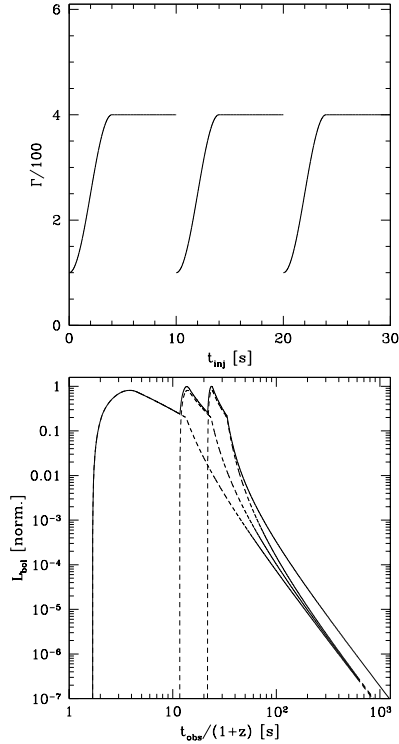


Fig. 2. Early steep decay from high latitude emission in the internal shock framework: a multi-pulse burst. *Top:* initial distribution of the Lorentz factor; *Bottom:* bolometric light curve on a logarithmic scale (solid line). The contribution of each individual pulse is plotted as a dashed line.

Drenkhahn, G. 2002, A&A, 387, 714
 Drenkhahn, G. & Spruit, H. C. 2002, A&A, 391, 1141
 Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., et al. 2004, ApJ, 611, 1005
 Genet, F. & Granot, J. 2009, MNRAS, 399, 1328
 Giannios, D. 2008, A&A, 480, 305
 Godet, O., Page, K., Osborne, J., et al. 2006, A&A, 452, 819
 Guidorzi, C., Margutti, R., Amati, L., et al. 2012, MNRAS, 422, 1785
 Hascoët, R., Uhm, Z., Mochkovitch, R., & Daigne, F. 2011, A&A, 354, 104
 Kobayashi, S., Piran, T., & Sari, R. 1997, ApJ, 490, 92
 Kumar, P., McMahon, E., Panaitescu, A., et al. 2007, MNRAS, 376, L57
 Kumar, P. & Panaitescu, A. 2000, ApJ, 541, L51
 Lazar, A., Nakar, E., & Piran, T. 2009, ApJ, 695, L10
 Lazzati, D. & Begelman, M. C. 2006, ApJ, 641, 972
 Liang, E. W., Zhang, B., O’Brien, P. T., et al. 2006, ApJ, 646, 351
 Lyutikov, M. 2006, MNRAS, 369, L5
 Lyutikov, M. & Blandford, R. 2003, ArXiv Astrophysics e-prints
 McKinney, J. C. & Uzdensky, D. A. 2012, MNRAS, 419, 573
 Meszaros, P. & Rees, M. J. 1997, ApJ, 476, 232
 Mészáros, P. & Rees, M. J. 2000, ApJ, 530, 292
 Narayan, R. & Kumar, P. 2009, MNRAS, 394, L117
 Nousek, J. A., Kouveliotou, C., Grupe, D., et al. 2006, ApJ, 642, 389
 O’Brien, P. T., Willingale, R., Osborne, J., et al. 2006, ApJ, 647, 1213
 Pe’er, A. 2008, ApJ, 682, 463
 Piran, T. 1999, Phys. Rep., 314, 575
 Qin, Y.-P. 2008, ApJ, 683, 900
 Rees, M. J. & Meszaros, P. 1994, ApJ, 430, L93
 Rees, M. J. & Meszaros, P. 1998, ApJ, 496, L1
 Rees, M. J. & Mészáros, P. 2005, ApJ, 628, 847
 Sari, R. & Piran, T. 1997, ApJ, 485, 270
 Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, ApJ, 497, L17
 Tagliaferri, G., Goad, M., Chincarini, G., et al. 2005, Nature, 436, 985
 Willingale, R., Genet, F., Granot, J., & O’Brien, P. T. 2010, MNRAS, 403, 1296
 Zhang, B. & Yan, H. 2011, ApJ, 726, 90
 Zhang, B.-B., Liang, E.-W., & Zhang, B. 2007, ApJ, 666, 1002

Partie III.

**La rémanence : comprendre la
décélération du jet par le milieu extérieur**

Chapitre 8.

L'origine physique de la rémanence : le modèle alternatif du choc en retour

Sommaire

8.1. Modèle du choc en retour : principe et motivations	194
8.2. Un choc en retour de longue durée	194
8.3. Un choc avant radiativement inefficace?	194
8.3.1. Deux chocs de nature bien différente	194
8.3.2. Un choc en retour prédominant – contraintes sur la microphysique	195
8.4. Conclusion	196

8.1. Modèle du choc en retour : principe et motivations

Comme discuté dans la section 2.6, la décélération de l'éjecta par le milieu extérieur déclenche la formation de deux ondes de choc : une onde de choc avant qui balaye le milieu environnant et une onde de choc en retour qui remonte dans l'éjecta relativiste. Dans le scénario le plus discuté la rémanence est principalement produite par le choc avant, tandis que le choc en retour joue un rôle secondaire. Cependant la phénoménologie complexe de la rémanence précoce révélée par *Swift* en 2004 est difficile à reproduire dans ce scénario simple. Ceci a conduit Genet et al. (2007a) et Uhm & Beloborodov (2007) à proposer une alternative où la rémanence – au moins précoce – est essentiellement produite par le choc en retour. Dans ce scénario :

1. L'émission rémanente est produite par un choc en retour de longue durée.
2. Le choc avant garde un rôle dynamique essentiel mais son émission reste sous-dominante par rapport à celle du choc en retour.

Les conditions nécessaires pour vérifier ces deux contraintes sont discutées ci-après. Comme déjà souligné par Genet et al. (2007a), ce modèle alternatif permet de résoudre un certain nombre de problèmes rencontrés par le modèle standard pour expliquer les observations de *Swift* :

- Dans le modèle du choc en retour, la phase de plateau entre l'*early steep decay* et la décroissance normale (voir §1.4.2) peuvent être naturellement reproduites. A l'inverse, dans le modèle du choc avant, des conditions extrêmes doivent être invoquées (voir section 9.1).
- Le modèle du choc en retour a une bonne capacité à expliquer les comportements achromatiques souvent observés pendant la rémanence précoce (voir §9.4.2).

Dans le cadre de mes travaux de thèse, j'ai poursuivi l'examen de ce modèle du choc en retour, débuté par Genet et al. 2007a; Uhm & Beloborodov 2007. Je me suis particulièrement attaché à discuter ses mérites par rapport au modèle du choc avant, en comparant les capacités des deux modèles à expliquer les comportements génériques de la rémanence (chapitres 9 et 11), mais également des cas de sursauts singuliers (chapitre 10).

8.2. Un choc en retour de longue durée

Pour que la condition 1. soit vérifiée et que le choc en retour soit de longue durée et continue de dissiper de l'énergie aux temps tardifs, il faut que l'éjection relativiste par la source centrale ne se termine pas de manière brusque mais s'achève progressivement de manière à produire dans l'éjecta une queue décroissante en facteur de Lorentz (comme dans l'exemple de la figure 3.3). Des couches de matière de plus en plus lentes (qui ont initialement pris du retard) rattrapent en permanence l'avant de l'éjecta en décélération, et permettent de maintenir une activité prolongée pour le choc en retour. Cet aspect est illustré par un exemple de sursaut synthétique en figure 3.3 (panneau du milieu).

8.3. Un choc avant radiativement inefficace ?

La condition 2. nécessite que le choc avant soit radiativement inefficace car le taux de dissipation d'énergie est plus important dans le choc avant que dans le choc en retour – voir par exemple comment se comparent les puissances dissipées par ces deux chocs dans le cas de sursaut synthétique présenté en figure 3.3 ; le choc avant domine largement (de $\simeq 2 - 3$ ordres de grandeurs).

8.3.1. Deux chocs de nature bien différente

- Ce comportement radiatif pourrait être lié à la nature très différente des chocs avant et en retour :
- le choc avant est de type ultra-relativiste ($\Gamma_{\text{sh}} \gg 1$) et se propage dans un milieu extérieur faiblement magnétisé dont la densité peut vraisemblablement beaucoup varier d'un sursaut à l'autre (typiquement $10^{-3} \lesssim n \lesssim 10^3 \text{ cm}^{-3}$). L'étude des processus d'accélération dans un choc

ultra-relativiste semble montrer qu'il peut être difficile d'accélérer efficacement les particules (voir section 2.7). Ces conclusions restent cependant préliminaires et sont susceptibles d'évoluer : en particulier la nature des instabilités responsables de l'amplification des perturbations magnétiques et les phénomènes de couplages (entre la structure du choc, l'amplification des perturbations magnétiques et l'accélération des particules) restent des questions très ouvertes.

- le choc en retour est lui généralement moyennement relativiste ($\Gamma_{\text{sh}} \lesssim 2$)¹ et l'éjecta relativiste dans lequel il se propage peut être magnétisé, en particulier si le champ magnétique ancré dans le moteur central joue un rôle pour l'accélération de l'écoulement (§2.4.3). Cette magnétisation doit cependant rester modérée ($\sigma \lesssim 0.1 - 1$) pour permettre la propagation de l'onde de choc². La densité du milieu amont (i.e. l'éjecta n'ayant pas encore traversé le choc en retour) varie beaucoup au cours de l'évolution, débutant à une valeur très élevée et terminant à une valeur plutôt faible (aux temps observateur tardifs). Dans l'exemple présenté en figure 8.1, la densité du milieu amont débute à $n \simeq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (densité typique atteinte en fin d'émission *prompte*) et se termine à $n \simeq 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$. Les processus d'accélération de particules, dans le cas d'un choc modérément relativiste (situation la plus délicate à étudier), sont encore moins bien compris que pour un choc ultra-relativiste. Cependant si l'émission *prompte* est produite par des chocs internes qui accélèrent efficacement des électrons non thermiques, alors le choc en retour étant de même nature (i.e. moyennement relativiste et se propageant dans l'éjecta) devrait également être capable d'accélérer efficacement des électrons non thermiques avec des processus microphysiques similaires.

Il est donc possible d'envisager une situation où le choc en retour serait radiativement bien plus efficace que le choc avant, son émission devenant alors prédominante. Par exemple le fait que le choc avant soit ultra-relativiste pourrait être une cause d'inhibition du processus d'accélération des particules, s'il existe un champ magnétique ordonné à grande échelle dans le milieu extérieur (problème de choc « super-luminique », voir section 2.7). Ce type de limitation ne concerne pas le choc en retour qui est le plus souvent modérément relativiste.

8.3.2. Un choc en retour prédominant – contraintes sur la microphysique

Pour modéliser l'accélération de particules des chocs avant et en retour (notre connaissance de la microphysique restant limitée), on paramétrise la fraction de l'énergie dissipée injectée dans les électrons non thermique par ϵ_e et celle injectée dans l'amplification du champ magnétique par ϵ_B ; de plus comme pour la modélisation des chocs internes (voir §3.3.2), ζ permet de paramétriser la fraction des électrons effectivement accélérés. Pour le choc en retour, on adoptera la plupart du temps $\epsilon_{e,\text{rs}} = \epsilon_{B,\text{rs}} = 1/3$ et $\zeta_{\text{rs}} = 10^{-2}$, valeurs typiques également adoptées pour les chocs internes. Pour le choc avant on prendra souvent $\zeta_{\text{fs}} = 1$ – valeur par défaut, étant donnée notre connaissance limitée de la microphysique du choc avant. De plus on adoptera la prescription $\epsilon_{B,\text{fs}} = \epsilon_{e,\text{fs}}^2$. Celle-ci est motivée par les résultats préliminaires de Medvedev (2006), et permet de réduire l'espace des paramètres d'une dimension sans affecter la discussion générale. L'espace des paramètres est en effet, dans une certaine mesure, dégénéré : pour reproduire un même ensemble d'observations, il est souvent possible d'invoquer différents couples de paramètres de microphysique. Dans l'étude présentée ici, on ne prend en compte que le processus radiatif dominant, le rayonnement synchrotron. De plus, par simplicité

1. Le choc en retour ne peut être fortement relativiste qu'aux temps précoces, et uniquement si le rayon de décélération est très inférieur au rayon de fin des chocs internes, $R_{\text{dec}} \ll R_{\text{is,end}} \simeq 2\Gamma^2 ct_{\text{burst}}$ (Sari & Piran 1995). Même dans ce cas, il devient ensuite rapidement moyennement relativiste ($\Gamma_{\text{sh}} \lesssim 2$) lorsqu'il commence à se propager dans la queue de facteur de Lorentz décroissant (Rees & Meszaros 1998). Pour des rayons de décélération plus importants, $R_{\text{dec}} \gg R_{\text{is,end}} \simeq 2\Gamma^2 ct_{\text{burst}}$, le choc en retour est d'emblée moyennement relativiste.

2. Si l'éjecta est fortement magnétisé au début de la phase de freinage, typiquement $\sigma \gtrsim 1$, alors le choc en retour est inhibé et le scénario proposé ici ne peut pas fonctionner. C'est par exemple la situation rencontrée dans le modèle purement électromagnétique de Lyutikov & Blandford (2003). Dans ce cadre-là, Genet et al. (2006) ont notamment montré que l'émission précoce du choc avant est plus brillante, par rapport à une situation où l'émission *prompte* serait produite par des chocs internes. La difficulté à reproduire la phase de plateau reste la même que dans les scénarios plus standard.

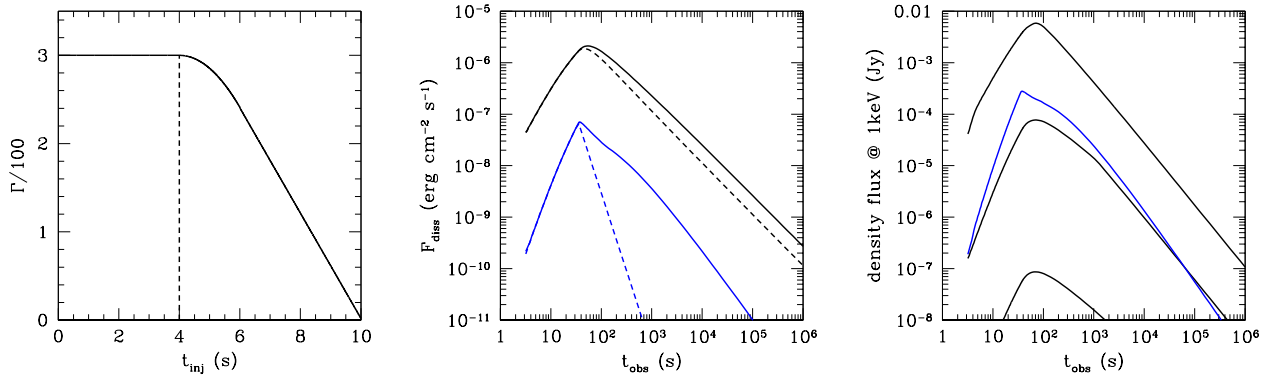


FIGURE 8.1.: **Un choc en retour de longue durée, et dominant par rapport au choc avant.**

Cet exemple de sursaut synthétique illustre les deux conditions nécessaires pour le scénario du choc en retour : une longue durée de vie et une prédominance par rapport au choc avant en termes de flux d'énergie. La puissance d'injection est constante et vaut $\dot{E}_{\text{kin}} = 2 \times 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$. Le *redshift* adopté est $z = 1$. *Gauche* : Distribution initiale de facteur de Lorentz dans l'éjecta relativiste en fonction du temps d'injection t_{inj} . Cette distribution se compose d'une partie rapide ($t_{\text{inj}} < 4$ s) et une queue de facteur de Lorentz décroissant ($4 \text{ s} < t_{\text{inj}} < 10$ s). Notons qu'une telle distribution de facteur de Lorentz, dans le cadre des chocs internes, ne produit pas d'émission *prompte* à proprement parler, puisque la partie rapide n'est pas variable (contrairement à l'exemple de la figure 3.3) – ici on s'intéresse uniquement à l'émission rémanente. *Milieu* : courbes de lumière bolométrique (i.e. on suppose que toute l'énergie dissipée est instantanément rayonnée) pour le choc avant (noir) et le choc en retour (bleu), avec (trait plein) ou sans (trait pointillé) la queue de facteur de Lorentz décroissant. La présence (ou non) de la queue de facteur de Lorentz décroissant affecte peu l'émission du choc avant. Par contre le choc en retour est très affecté : en l'absence de cette queue il est de courte durée, disparaissant complètement à $t_{\text{obs}} \simeq 30$ s. Après cette date, l'émission est uniquement due aux contributions de haute latitude et décroît rapidement avec un indice de décroissance temporelle $\alpha \simeq 3$. *Droite* : courbes de lumière émises par le choc avant (noir), pour différentes efficacités radiatives et par le choc en retour (bleu) pour $\epsilon_{\text{e,rs}} = \epsilon_{\text{B,rs}} = 1/3$. De haut en bas les paramètres de microphysique adoptés pour le choc avant sont $\epsilon_{\text{e,fs}} = \epsilon_{\text{B,fs}}^{1/2} = 0.1; 10^{-2}; 10^{-3}$. Pour $\epsilon_{\text{e,fs}} = \epsilon_{\text{B,fs}}^{1/2} = 10^{-2}$, les flux émis par les deux chocs ont à peu près le même niveau.

(sauf prescription contraire, voir section 10.3), ces paramètres de microphysique sont généralement supposés constants tout au long de l'évolution d'un sursaut gamma : c'est une limitation qu'il faut garder à l'esprit car elle ne repose sur aucun argument physique solide (voir section 2.7).

Des courbes de lumière obtenues pour différentes valeurs de $\epsilon_{\text{e,fs}}$ sont tracées en figure 8.1 (panneau droit) : dans cet exemple l'émission du choc en retour domine celle du choc avant pour $\epsilon_{\text{e,fs}} \lesssim 10^{-2}$.

8.4. Conclusion

Le scénario du choc en retour, tel que nous venons de le décrire, a été introduit dans la thèse de F. Genet (2007). Dans sa version initiale de 2007, l'exploration du modèle s'était principalement portée sur le principal comportement générique observé : la phase de plateau dans la rémanence X précoce. Dans ce manuscrit de thèse, j'entreprends l'extension de cette exploration en considérant un plus grand nombre de contraintes observationnelles, aussi bien des comportements génériques que l'évolution de quelques sursauts particuliers. J'ai dû pour cela améliorer le traitement dynamique et radiatif de la région choquée située derrière le choc en retour, comme décrit au §3.5.7. J'expose dans les chapitres suivants les résultats déjà obtenus (études terminées ou entamées).

Chapitre 9.

Diversité phénoménologique de la rémanence précoce – choc avant ou choc en retour

Sommaire

9.1. Rémanence en X : la phase précoce de plateau	198
9.1.1. Par le choc avant	198
9.1.2. Par le choc en retour	199
9.2. Rémanence en X : comportements particuliers après le plateau	200
9.2.1. Impossibilité d'expliquer ces comportements avec le choc avant	201
9.2.2. Un comportement particulier du choc en retour ?	201
9.2.3. Une activité interne prolongée ?	203
9.3. Variabilité de la rémanence	205
9.4. Rémanence dans le domaine optique	205
9.4.1. Evolutions chromatiques de la rémanence	205
9.4.2. Transition entre l'émission <i>prompte</i> et la rémanence dans le domaine optique .	206
9.5. Conclusions et perspectives	209

Le satellite *Swift* a révélé une phénoménologie plus complexe que prévue pour la rémanence en particulier aux époques précoces. Les principaux résultats ont été présentés au §1.4.2. La phase initiale de décroissance rapide observée en X a été discutée au chapitre 7 et a très certainement une origine interne au jet. Nous discutons ici les phases suivantes, vraisemblablement associées au freinage du jet par le milieu extérieur. Nous comparons en particulier la capacité des deux modèles décrits au chapitre précédent à reproduire les comportements observés.

9.1. Rémanence en X : la phase précoce de plateau

La phase de plateau observée dans le domaine X (indice de décroissance temporelle $\alpha \simeq 0 \rightarrow 0.5$), avant le basculement vers la phase de décroissance dite « normale » ($\alpha \simeq 1 \rightarrow 1.5$) est l'une des caractéristiques récurrentes de la rémanence précoce qui n'était pas prévue par le modèle standard avant le lancement de *Swift*. La proposition la plus discutée pour expliquer cette phase de plateau, a consisté à modifier le scénario standard, dans lequel la rémanence est produite par le choc avant, en injectant plus d'énergie pour retarder le freinage. Cela impose un budget énergétique global extrême (voir §9.1.1). À l'inverse dans le cadre du modèle du choc en retour, la formation d'un plateau n'implique pas des conditions aussi contraignantes (voir §9.1.2).

9.1.1. Par le choc avant

L'une des possibilités, la plus discutée dans la littérature, pour générer une phase de plateau par le choc avant est de supposer que celui-ci reçoit un afflux continu d'énergie cinétique qui lui permet de lutter contre la décélération par le milieu extérieur (dans la littérature, le terme de choc rafraîchi, *refreshed shock*, est souvent utilisé) : le facteur de Lorentz du choc avant et le flux d'émission associée décroissent alors moins rapidement. Ceci peut par exemple être obtenu par une activité tardive de la source centrale. Connaissant les caractéristiques temporelles (typiquement, les temps observateur de début et de fin, et l'indice de décroissance temporelle α) du plateau observé, il est relativement simple (voir par exemple Sari & Mészáros 2000) de remonter à l'évolution temporelle du flux d'énergie cinétique qui serait nécessaire pour expliquer le plateau par le choc avant. Pour une phase de plateau qui dure typiquement une ou deux décades en temps, l'apport d'énergie totale E_{apport} doit être $10 \rightarrow 100$ plus élevée que l'énergie $E_{\text{flow,end}}$ restant dans le jet à l'issue de l'émission *prompte* (i.e. l'énergie qui propulse le choc avant, avant la phase de plateau). La nécessité d'avoir $E_{\text{apport}}/E_{\text{flow,end}} \simeq 10 \rightarrow 100$ a deux implications majeures :

- le budget énergétique global, initialement contraint par l'émission *prompte*, est subitement augmenté d'un ou deux ordres de grandeur. Étant donné que le budget énergétique des sursauts gamma est déjà extrême (voir section 2.2), une telle situation est plutôt inconfortable.
- un moyen de contourner ce problème de crise énergétique est de supposer que le processus d'émission *prompte* est « hyper-efficace ». En effet l'énergie restante dans l'éjecta après l'émission (juste avant le début de la phase de décélération) peut s'écrire

$$E_{\text{flow,end}} = (1 - \eta_\gamma) E_{\text{flow},0} = \frac{1 - \eta_\gamma}{\eta_\gamma} E_\gamma \quad (9.1)$$

où η_γ est l'efficacité totale du mécanisme d'émission *prompte* et $E_{\text{flow},0}$ l'énergie initiale de l'écoulement (avant l'émission *prompte*). Si η_γ est proche de l'unité, quasiment toute l'énergie du jet est convertie en rayonnement gamma. Alors dans ce cas on peut avoir $E_{\text{flow,end}}/E_\gamma \ll 1$, et l'ajout d'énergie nécessaire $E_{\text{apport}} \simeq (10 \rightarrow 100) \times E_{\text{flow,end}}$ pour produire un plateau peut rester faible par rapport à $E_{\text{flow},0}$. Cependant aucun mécanisme connu n'a une efficacité η_γ proche de l'unité ; même la reconnexion magnétique (peut-être le plus efficace des processus *prompts* envisagés) ne peut sans doute pas dépasser $\eta_\gamma \simeq 0.5$ (voir section 2.2).

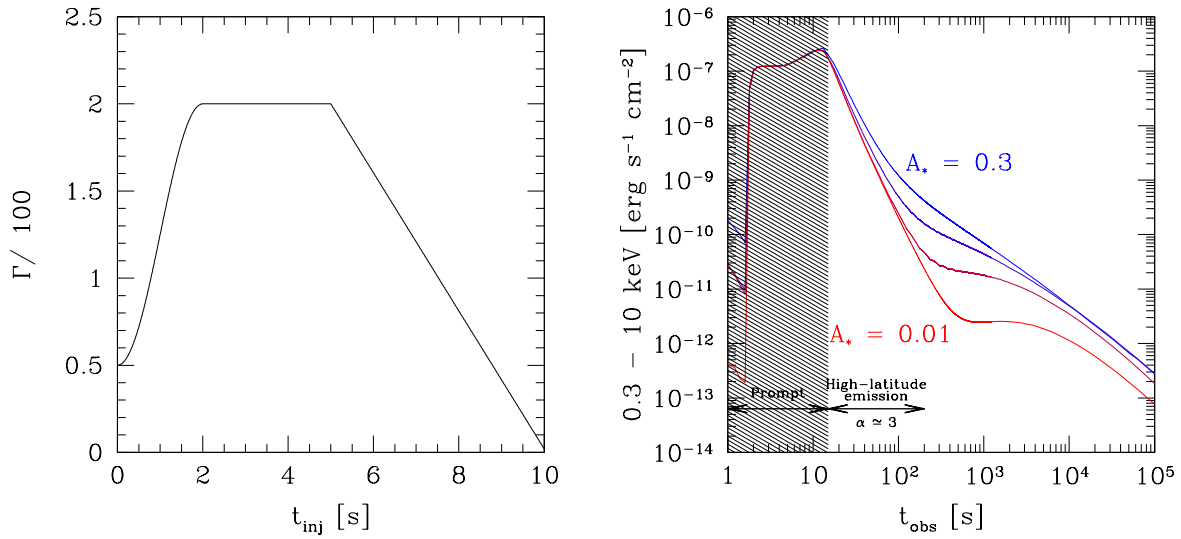


FIGURE 9.1.: **Phase de plateau par le choc en retour – influence du milieu extérieur.** Les valeurs des paramètres adoptées (*redshift*, énergie cinétique, et microphysique) sont les mêmes qu’en figure 8.1. *Gauche* : distribution initiale de facteur de Lorentz de l’éjecta en fonction du temps d’injection t_{inj} . *Droite* : courbes de lumière émises par le choc en retour dans le domaine X pour différentes densités d’un milieu extérieur de type vent – du bleu vers le rouge, la normalisation de densité adoptée pour le vent est $A_* = 0.3; 0.1; 0.03; 0.01$. L’émission *prompt* (qui se termine à $t_{\text{obs}} \simeq 15$ s) est suivie de son émission de haute latitude ($\alpha \simeq 3$). La forme de la rémanence produite par le choc en retour, et la manière dont elle se raccorde à l’émission de haute latitude dépend fortement de la densité du milieu extérieur. Pour $A_* = 0.03; 0.01$, la décélération est retardée et une phase de plateau apparaît.

9.1.2. Par le choc en retour

L’avantage du choc en retour pour expliquer une phénoménologie complexe et variée est qu’il est beaucoup plus sensible aux variations des conditions physiques dans le jet relativiste (du fait qu’il se propage justement dans ce milieu). A l’inverse, une fois le choc avant bien établi dans le régime de Blandford & McKee (1976) (décrit par une solution auto-similaire), il est très difficile de faire varier son comportement (et donc l’émission associée) rapidement sur de grandes amplitudes et d’observer un écart important par rapport au comportement standard (i.e. une décroissance en loi de puissance d’indice $\simeq -1$, Panaitescu & Kumar 2000). Par exemple générer une phase de plateau (voir paragraphe précédent) nécessite d’augmenter d’un facteur $10 \rightarrow 100$ l’énergie de l’écoulement.

Une séquence de courbes de lumière synthétiques présentées en figure 9.1 montre comment la forme de la rémanence produite par le choc en retour dépend du temps $t_{\text{obs,dec}}$ (voir équation 2.14) où la décélération devient effective. Si la décélération est suffisamment tardive, une phase de plateau apparaît. Un tel effet ne serait pas obtenu avec le choc avant (voir par exemple la figure 1 de Pub. VI, pour une séquence de rémanences émises par le choc avant, simulées pour différentes densités de milieu extérieur). Dans cet exemple $E_{\text{apport}}/E_{\text{flow},0} \simeq 1$. Ceci correspond à une modification du budget énergétique total beaucoup plus modeste que pour le scénario du §9.1.1.

Une autre séquence de sursauts synthétiques présentée en figure 9.2 montre comment la forme de la rémanence produite par le choc en retour dépend de la forme de la queue de facteur de Lorentz décroissante. Dans les mêmes conditions, l’émission du choc avant n’est que très peu affectée, car l’apport tardif d’énergie additionnelle n’est pas assez important.

Enfin une dernière manière directe (non illustrée ici) d’influencer l’émission du choc en retour serait de faire varier la puissance cinétique d’injection du jet. D’après l’équation 2.13, cela revient à modifier le temps $t_{\text{obs,dec}}$. Rappelons toutefois que pour un sursaut donné, l’énergie cinétique est contrainte

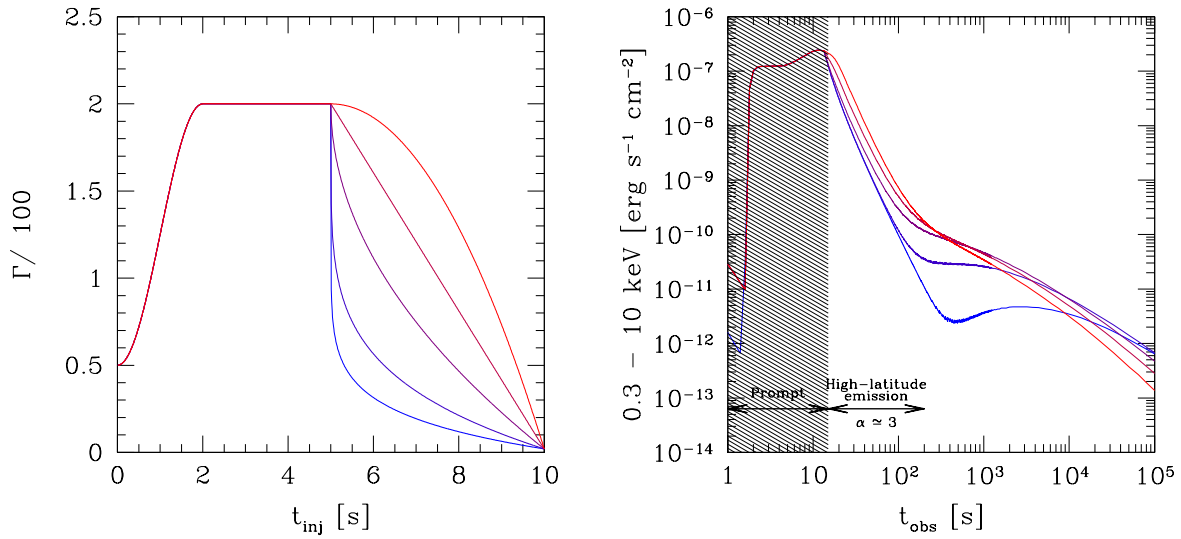


FIGURE 9.2.: **Phase de plateau par le choc en retour – influence de la queue de facteur de Lorentz.** Les paramètres adoptés (*redshift*, énergie cinétique, et microphysique) sont les mêmes que dans l'exemple de la figure 8.1. *Gauche* : distribution initiale du facteur de Lorentz en fonction du temps d'injection t_{inj} . *Droite* : courbes de lumière émises par le choc en retour dans le domaine X pour différentes formes de queue de facteur de Lorentz décroissant. Les couleurs indiquent la correspondance entre les profils de facteur de Lorentz et les courbes de lumière.

par l'énergie $E_{\gamma, \text{iso}}$, selon l'efficacité η_{γ} du modèle d'émission *prompte* considéré. Toujours d'après l'équation 2.13, une dernière possibilité pour augmenter $t_{\text{obs, dec}}$ est de diminuer le facteur de Lorentz du jet. Rappelons que celui-ci est contraint par l'argument de compacité décrit au chapitre 4.

En ce qui concerne la durée du plateau, l'exploration de l'espace des paramètres effectuée semble indiquer qu'il reste difficile de produire un plateau s'étendant sur plus d'une décade et demi en temps. Ce résultat est compatible avec la majorité des plateaux observés, sauf quelques cas extrêmes comme GRB 060729 (Grupe et al. 2007) ou GRB 120422A (Troja et al. 2012) ; pour lesquels la phase de plateau s'étend sur à peu près deux décades en temps, référentiel source. Pour ces cas particuliers, il serait peut-être possible de reproduire les données en invoquant des distributions particulières pour le facteur de Lorentz et/ou la puissance injectée dans la queue de l'éjecta.

9.2. Rémanence en X : comportements particuliers après le plateau

Dans un certain nombre de sursauts, la rémanence dans le domaine X s'écarte sensiblement du comportement « canonique ». Pour certains de ces sursauts la particularité réside dans l'absence de phase de décroissance « normale » à la suite de la phase de plateau, qui est remplacée par une phase de décroissance rapide du flux ($\alpha \gtrsim 3$). C'est le cas par exemple des sursauts GRB 050502B (Falcone et al. 2006), 050724 (Grupe et al. 2006), 060413 (Pagani et al. 2006), 060526 (Dai et al. 2007), 060607A (Molinari et al. 2007), 100508A (Margutti et al. 2010), détectés par *Swift*-XRT. Certains sursauts montrent un comportement encore plus extrême avec un effondrement du flux avec $\alpha \gtrsim 10$ (e.g. GRB 090515, Rowlinson et al. 2010, et GRB 120305A, Stratta et al. 2012). Le flux s'éteint très rapidement (en une fraction de décade) jusqu'au seuil de détection instrumentale. Il existe enfin des situations encore plus surprenantes où, après une chute du flux ($\alpha \gtrsim 10$), la rémanence se rallume avec un comportement habituel ($\alpha \simeq 1$) : c'est par exemple le cas de GRB 070110 (voir Lyons et al. 2010 pour d'autres exemples de comportements similaires).

Nous proposons ici une discussion préliminaire de ces différents comportements.

9.2.1. Impossibilité d'expliquer ces comportements avec le choc avant

Une décroissance rapide du flux à la suite de la phase de plateau ne peut être expliquée par le choc avant. En effet, une fois le régime de Blandford-McKee bien établi, il est très difficile de faire dévier l'émission du choc avant de sa décroissance classique en loi de puissance d'indice $\simeq -1$. On a déjà vu au §9.1.1 que ralentir la décroissance du flux (pour générer une phase de plateau) nécessite un apport tardif d'énergie cinétique très important (l'énergie de l'éjecta en décélération doit être multipliée par $10 \rightarrow 100$). À l'inverse accélérer la décroissance du flux émis par le choc avant est quasi-impossible. Pour des paramètres de microphysique fixés, il faut agir sur la dynamique du choc avant, sans pouvoir a priori lui retirer d'énergie. Le seul moyen de modifier brutalement l'évolution auto-similaire de Blandford-McKee est donc d'invoquer une évolution rapide du milieu extérieur. Cependant le choc avant bascule alors très rapidement (du point de vue observateur) vers une autre solution auto-similaire et l'effet sur la courbe de lumière observée reste minime. En effet, tant que le régime radiatif (i.e. les relations d'ordre entre la fréquence d'observation et les fréquences caractéristiques d'injection et de refroidissement adiabatique ν_m et ν_c) reste inchangé, le flux asymptotique obtenu pour différentes densités de milieu extérieur reste également inchangé (voir par exemple les résultats de simulations présentés en figure 3 de **Pub. VI**). En pratique il faudrait que la densité passe subitement à un niveau (largement) inférieur à 10^{-6} cm^{-3} pour expliquer les sursauts présentés dans cette section – une telle densité est irréaliste d'après nos connaissances des progéniteurs des sursauts gamma puisqu'elle correspondrait à un niveau de dilution extrême, même pour le milieu inter-galactique.

9.2.2. Un comportement particulier du choc en retour ?

Dans le cadre du modèle du choc en retour, il devient possible d'expliquer ces cas particuliers de rémanence, en raison de la plus grande sensibilité dynamique du choc en retour. On peut alors chercher à identifier les circonstances particulières associées aux sursauts décrits dans cette section et à discuter leur pertinence astrophysique.

— Décroissance rapide du flux —

Dans le cadre du modèle du choc en retour, il est possible d'expliquer une décroissance rapide du flux à la fin de phase du plateau ($\alpha \simeq 3$) en supposant que la queue de facteur de Lorentz décroissant de l'éjecta ne s'étend pas jusqu'à $\Gamma \simeq 1$, mais s'arrête abruptement à une valeur intermédiaire Γ_{stop} (voir en figure 9.3, l'exemple d'un sursaut synthétique comparé à la rémanence X de GRB 060413). La phase de décroissance rapide est produite par l'émission de haute latitude du choc en retour, dont l'activité cesse soudainement lorsqu'il arrive à l'extrémité de l'éjecta.

Il reste à comprendre ce qui contrôle la fin de l'éjection relativiste dans le moteur central des sursauts gamma et pourquoi dans certains cas elle pourrait être plus brutale. Notons que dans un exemple comme celui de la figure 9.3, si la queue de l'éjecta était interrompue plus tôt on observerait le même comportement mais un plateau plus court. À l'inverse si l'interruption est plus tardive, il pourrait y avoir une petite phase intermédiaire avec $\alpha \simeq 1$ à la fin du plateau, avant la phase de décroissance rapide (comportement par exemple observé pour GRB 100902A, [Gorbovskey et al. 2012](#)).

— Écroulement du flux —

Une évolution plus extrême avec un écroulement du flux à la fin du plateau ($\alpha \simeq 10$) est possible dans le cadre du modèle du choc en retour si l'angle d'ouverture du jet est de l'ordre de $1/\Gamma_{\text{stop}}$ à la fin de la phase de plateau. La contribution des régions hors axe reste ainsi limitée et le flux perçu par l'observateur décroît très rapidement. À titre d'illustration un exemple de sursaut synthétique est comparé à la rémanence de GRB 090515. Le demi-angle d'ouverture de jet adopté pour cet exemple, $\theta_j = 1^\circ$, est relativement faible – d'autant plus que GRB 090515 est un sursaut court (voir §1.5.4).

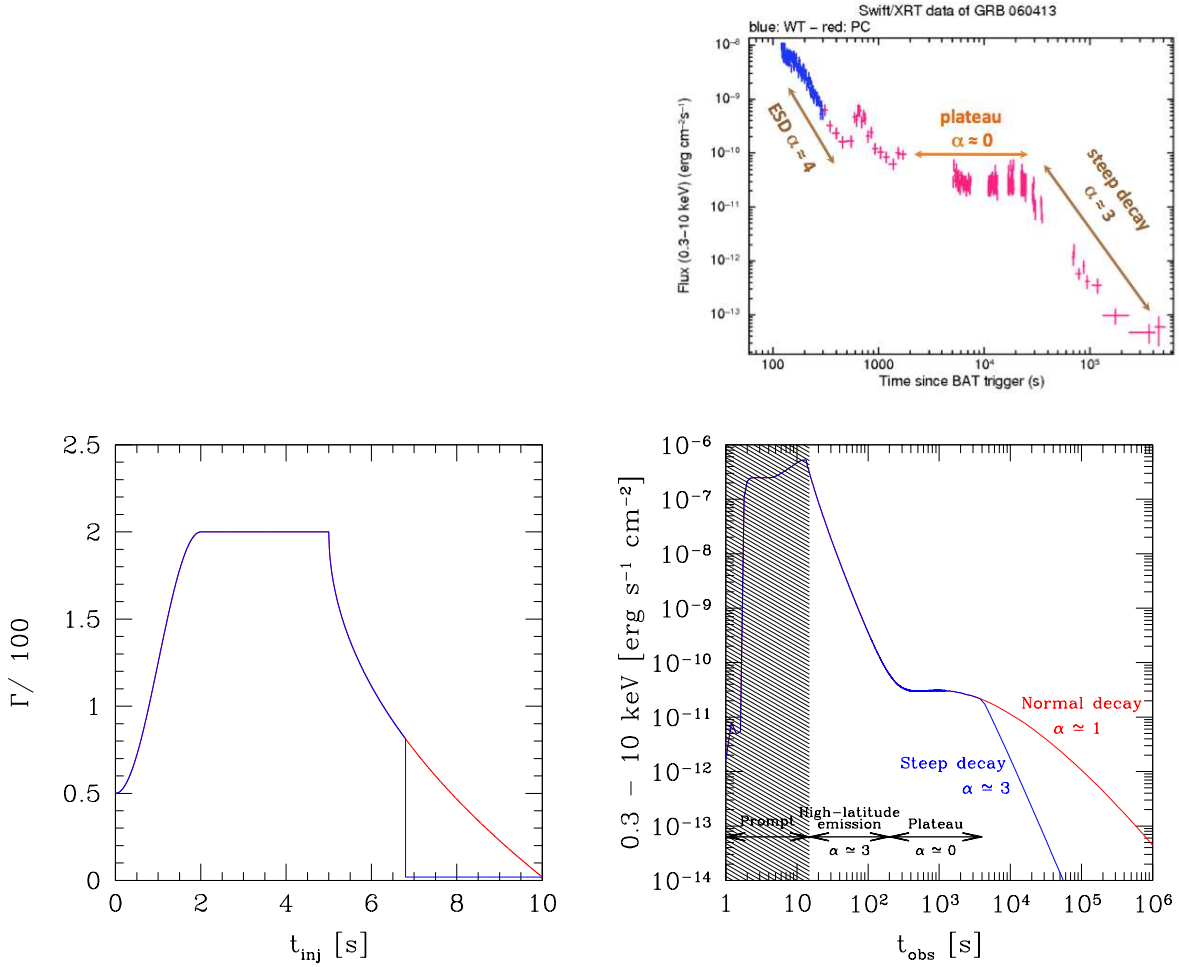


FIGURE 9.3.: **Sursauts avec un plateau suivi d’une décroissance rapide ($\alpha \simeq 3$) du flux.**

Panneau du haut : GRB 060413 est un cas inhabituel de sursaut pour lequel la phase de plateau est directement suivie, à $t_{\text{obs}} = 2 \cdot 10^4$ s, d’une décroissance rapide ($\alpha \simeq 3$) – et non de la phase classique de décroissance « normale ». [origine : outil en ligne *Swift Burst Analyser* (Evans et al. 2007)] Deux panneaux du bas : exemple de sursaut synthétique qui montre que dans le cadre du modèle du choc en retour ce comportement peut s’expliquer par un arrêt brutal de la queue de facteur de Lorentz décroissant. La figure de gauche représente la distribution initiale de facteur de Lorentz et celle de droite la courbe de lumière synthétique obtenue dans la bande de XRT. La puissance d’injection de l’écoulement est constante ($\dot{E}_{\text{kin}} = 5 \cdot 10^{53}$ erg s $^{-1}$), le milieu extérieur est de type « vent » avec $A_* = 0.1$, le *redshift* adopté est $z = 1$, les paramètres de microphysique valent $\epsilon_e = \epsilon_B = 1/3$ et $\zeta = 10^{-2}$. Les courbes en bleu (resp. rouge) correspondent à un sursaut pour lequel la queue de facteur de Lorentz décroissant s’arrête brutalement à $\Gamma \simeq 80$ (resp. se prolonge jusqu’à $\Gamma \simeq 1$). La phase de plateau est alors suivie d’une phase de décroissance rapide (resp. « normale »). Le choc en retour disparaît lorsqu’il arrive à l’extrémité de l’éjecta – c’est à ce moment que débute la phase de décroissance rapide, produite par l’émission de haute latitude.

Des valeurs plus élevées de θ_j peuvent être obtenues si Γ_{stop} est plus faible, ce qui impose alors de supposer un milieu extérieur plus dense ou une énergie cinétique plus faible, pour garder le rayon de décélération à la même position (voir équation 2.13)¹.

1. Une autre explication proposée par Rowlinson et al. (2010) pour expliquer la rémanence de GRB 090515 fait intervenir l’émission d’un magnétar métastable (voir §9.2.3).

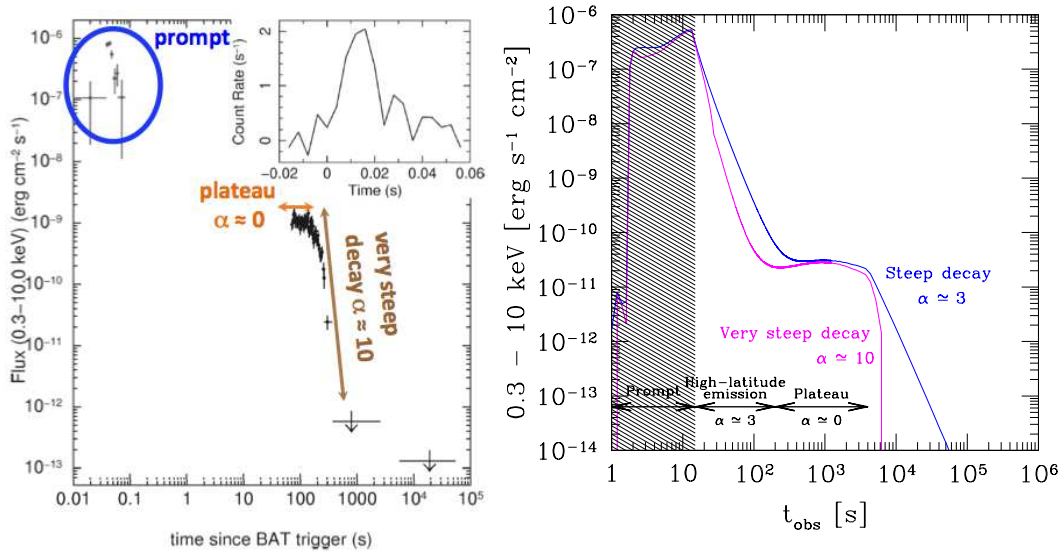


FIGURE 9.4.: **Sursauts avec un plateau suivi d’un écroulement du flux ($\alpha \approx 10$).** *Gauche* : GRB 090515 (voir également GRB 120305A) est un cas inhabituel de sursaut pour lequel la phase de plateau se termine par un écroulement du flux jusque la limite de détection. Notons cependant qu’il n’y a pas de données entre la fin de l’émission *prompte* et ce qui semble être la fin du plateau. [origine : Rowlinson et al. (2010)] *Droite* : exemple de sursaut synthétique qui montre qu’un tel comportement peut être reproduit dans le cadre du modèle du choc en retour. Les conditions sont les mêmes qu’en figure 9.3. La courbe de lumière en magenta est le résultat obtenu en supposant que le jet a un demi-angle d’ouverture $\theta_j \simeq 1/\Gamma_{\text{stop}} \simeq 1^\circ$ et son axe pointé vers l’observateur : dans ce cas la contribution provenant des hautes latitudes est supprimée et le flux s’écroule rapidement à la fin de la phase de plateau. A titre de comparaison, le cas d’un jet isotrope est représenté en bleu.

— Ecroulement du flux suivi d’une reprise de la rémanence —

Enfin le comportement des sursauts où la décroissance rapide du flux terminant la phase de plateau est elle-même suivie d’une reprise « normale » de la rémanence peut également être reproduit dans le cadre du modèle du choc en retour. Dans la situation du paragraphe précédent, si on suppose qu’après s’être interrompue à $\Gamma \simeq \Gamma_{\text{stop}}$, l’éjection relativiste de la queue a repris avec $\Gamma_{\text{rep}} < \Gamma_{\text{stop}}$, alors il se forme un « trou » dans la distribution de l’énergie de l’éjecta en fonction du facteur de Lorentz. Lorsque le choc en retour commence à se propager dans la seconde partie de la queue de facteur de Lorentz décroissant ($\Gamma < \Gamma_{\text{rep}}$), il se réactive et donne lieu à une reprise de la rémanence. A titre d’illustration un exemple de sursaut synthétique, reproduisant ce comportement, est comparé à la rémanence de GRB 070110 (figure 9.5).

9.2.3. Une activité interne prolongée ?

Devant l’échec du modèle standard de la rémanence (choc avant) à reproduire les comportements particuliers de la rémanence X discutés dans cette section, une grande partie de la communauté propose une activité interne prolongée (non liée à la décélération de l’éjecta par le milieu extérieur). Plus précisément différents auteurs proposent de séparer les plateaux, observés dans la rémanence X précoce, en deux catégories (voir par exemple Liang et al. 2007) :

- Les plateaux « externes », qui sont suivis d’une phase de décroissance « normale » (situation la plus souvent rencontrée), et qui seraient liés à la décélération de l’éjecta par le milieu extérieur (injection tardive d’énergie dans un scénario de type *refreshed shock* décrit au §9.1.1).
- Les plateaux « internes », qui sont suivis d’une décroissance rapide du flux (voir section 9.2), interprétée comme une indication d’une origine interne.

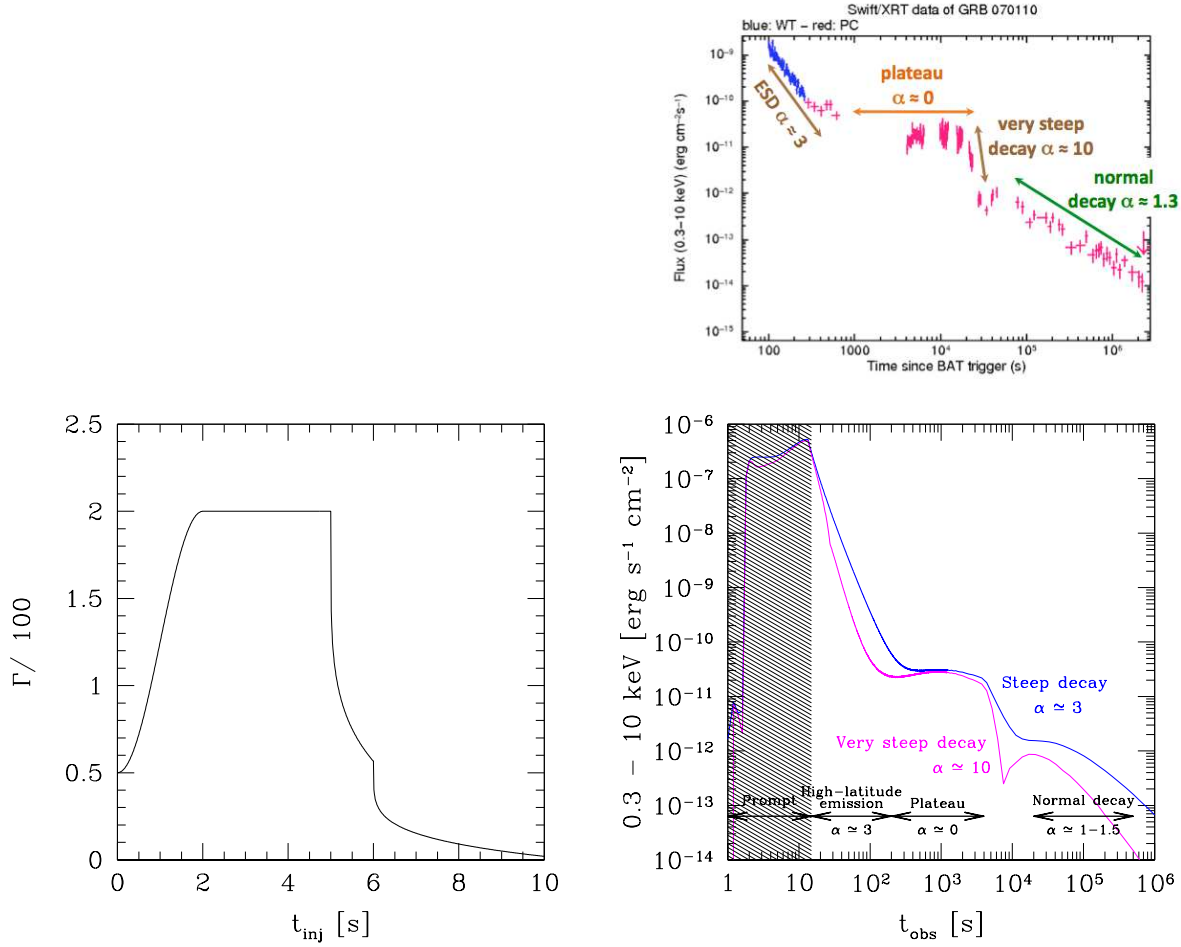


FIGURE 9.5.: **Sursauts avec un plateau se terminant par un écroulement du flux, suivi d’une reprise « normale » de la rémanence.** **Panneau du haut :** GRB 070110 est un cas exceptionnel de sursaut pour lequel la phase de plateau se termine par un écroulement du flux, suivi d’une reprise de la rémanence en décroissance « normale ». [origine : outil en ligne *Swift Burst Analyser* (Evans et al. 2007)] **Deux panneaux du bas :** exemple de sursaut synthétique qui montre qu’un tel comportement peut être reproduit dans le cadre du modèle du choc en retour. Les conditions sont les mêmes qu’en figure 9.3 et 9.4, hormis la distribution de facteur de Lorentz (gauche). Cette dernière, au lieu d’être totalement interrompue à $\Gamma_{\text{stop}} \simeq 80$, reprend à $\Gamma_{\text{rep}} \simeq 50$. La chute rapide du flux (droite) est donc suivie d’une reprise de la rémanence, lorsque le choc en retour se réactive.

La proposition la plus précise est due à Lyons et al. (2010) qui avancent l’idée qu’un plateau « interne » puisse être produit par un magnétar métastable. Dans ce scénario, le progéniteur du sursaut est donc un magnétar nouvellement formé (et non un trou noir, voir la section 2.3). Après avoir libéré rapidement une grande quantité d’énergie (ce qui correspondrait à l’émission *prompt*), le magnétar continue de rayonner une luminosité plus faible (les détails du mécanisme ne sont pas précisés par Lyons et al. 2010) et produit le plateau interne par perte d’énergie rotationnelle. Le magnétar est supposé être marginalement stable, c’est à dire que sa masse est proche de la limite critique d’effondrement en trou noir. Lorsqu’il a perdu trop d’énergie rotationnelle (et éventuellement accreté un supplément de masse), les forces centrifuges, en soutien de l’interaction forte, deviennent insuffisantes pour maintenir l’étoile à neutrons : elle s’effondre en trou noir et la phase de plateau s’arrête donc brutalement.

Bien que les détails restent à être précisés, ce type de scénario pourrait fonctionner pour des événements tels que GRB 090515 (voir figure 9.4) ou GRB 070110 (la reprise en décroissance « normale », serait alors simplement l'émergence de la rémanence classique, voir figure 9.5). Par contre pour GRB 060413 il serait plus difficile d'expliquer le fait que le flux après le plateau décroît certes rapidement ($\alpha \simeq 3$), mais sans réel effondrement en une fraction de décade de temps. De plus si des magnétars sont formés à la limite de l'effondrement, d'autres devraient a priori être produits avec une masse plus faible dans une configuration qui reste stable à plus long terme – quel serait le type de signature attendue pour ce genre d'événements ? Peut-on, a-t-on, ou aurait-on dû observer ces événements ?

9.3. Variabilité de la rémanence

De la variabilité de faible amplitude (« *wiggles, bumps, etc* ») est observée dans la rémanence à toutes les longueurs d'onde. Nous ne la discuterons pas ici. L'expression la plus spectaculaire de la variabilité de la rémanence reste la présence de *flares*, fréquemment observés en X et parfois également en optique (voir section 1.4.2 et figure 1.19). Un même sursaut peut montrer plusieurs *flares*. Leur amplitude varie d'un *flare* à l'autre ; des *flares* très intenses mais rares ont une fluence comparable à celle de l'émission *prompte*. La propriété la plus surprenante des *flares*, qui conduit à de réelles difficultés d'interprétation, est leur durée Δt_{obs} qui suit typiquement une corrélation du type $\Delta t_{\text{obs}}/t_{\text{obs}} \simeq 0.1 \rightarrow 0.3$, où t_{obs} est leur temps d'occurrence. Nous présenterons au chapitre 11 un modèle original pour expliquer les *flares* dans le modèle du choc en retour.

9.4. Rémanence dans le domaine optique

9.4.1. Evolutions chromatiques de la rémanence

Assez fréquemment, lorsque l'on dispose d'observations à la fois dans les domaines X et optique, l'évolution de la rémanence s'avère fortement chromatique : i.e. les courbes de lumière en optique et en X ne se « suivent » pas. Cette chromaticité peut se traduire par :

- Chromaticité de type 1 : une pente de décroissance différente dans les domaines X et optique.
- Chromaticité de type 2 : une cassure (i.e. changement de pente) visible dans le domaine optique mais pas dans le domaine X (voir par exemple GRB 090102, [Gendre et al. 2010](#)), ou inversement (voir les exemples de la figure 1.23).
- Chromaticité de type 3 : un *flare*, ou plus généralement de la variabilité à courte échelle de temps ($\Delta t_{\text{obs}}/t_{\text{obs}} < 1$), visible uniquement dans le domaine X ou – mais c'est plus rare et correspond souvent à une détection assez marginale – uniquement dans le domaine optique (voir l'étude récente par [Li et al. 2012](#)).

Globalement tous les modèles rencontrent des difficultés à expliquer ces comportements chromatiques.

— Origine des chromaticités de type 1 et 2 —

Dans le cadre des modèles du choc avant et du choc en retour certaines des observations de type 1 peuvent parfois s'expliquer par des régimes radiatifs différents pour les domaines X et optique – i.e. les relations d'ordre vis à vis des fréquences synchrotron caractéristiques d'injection et de refroidissement adiabatique ν_m et ν_c sont différentes pour les fréquences optique et X. De même les observations de type 2 pourraient provenir du passage d'une fréquence caractéristique (ν_m ou ν_c) à travers la bande optique (resp. X), induisant un changement de pente temporelle (mais également spectrale) dans le domaine optique (resp. X).

Ceci a été décrit par [Genet et al. \(2007a\)](#) et est illustré dans le cadre du modèle du choc en retour dans les exemples de la figure 9.6 qui montrent la rémanence prédite en X et en optique pour un éjecta simple se terminant par une queue de facteur de Lorentz décroissant. Différentes situations sont présentées correspondant à différentes densités du milieu extérieur. Des évolutions et cassures

chromatiques sont visibles dans plusieurs cas. Par exemple, le sursaut synthétique obtenu pour $A_* = 1$ affiche une cassure chromatique à $t_{\text{obs}} \simeq 3 \cdot 10^3$ s visible en optique mais pas en X ; celle-ci est due au passage de ν_m (par décroissance) dans la bande optique. De manière générale, la chromaticité est favorisée par le fait que les rayons X sont produits par des électrons plus énergétiques, qui restent plus longtemps dans le régime de *fast-cooling*. Ce rayonnement ne provient donc que du site d'accélération au niveau du choc. Il est donc très sensible à la structure du jet traversé : le flux en X reflète directement l'évolution dynamique. L'émission optique est elle produite par des électrons moins énergétiques, qui entrent rapidement dans le régime de *slow-cooling*. Ces électrons peuplent donc l'ensemble de la région choquée (et non uniquement du front de choc), ce qui lisse l'évolution dynamique : le flux optique n'est pas sensible qu'aux conditions au choc à un instant donné mais à toute l'histoire de sa propagation.

— Origine de la chromaticité de type 3 —

Les *flares* (type 3) ne peuvent être expliqués par le choc avant. Dans le cadre du modèle choc en retour nous proposons un scénario qui relie les *flares* à des surdensités de matière dans l'éjecta, au préalable produites par des chocs internes durant la phase *prompte* – voir le chapitre 11. Cependant, nous ne discutons pas comment il serait éventuellement possible de masquer dans le domaine optique, un *flare* visible dans le domaine X (ou inversement). Nous reportons à plus tard une analyse détaillée des aspect spectraux dans le cadre de ce scénario.

9.4.2. Transition entre l'émission *prompte* et la rémanence dans le domaine optique

La transition entre la phase *prompte* et la rémanence dans le domaine X a été discutée en détail au chapitre 7. De manière similaire l'étude de cette transition dans le domaine optique pourrait se révéler très instructive et nous permettre de mieux discriminer les différents modèles. L'observation de cette transition dans le domaine optique est moins fréquente qu'en X mais montre plus de diversité ; on peut toutefois tenter de classer les différentes situations rencontrées. Je le fais ci-dessous en me limitant aux cas les plus intéressants où l'observation en optique commence effectivement avant la fin de l'émission *prompte* (cette étude fait donc également le lien avec le chapitre 5 consacré à l'émission *prompte* en optique).

— Une plus grande diversité que dans le domaine X —

Dans le domaine X, l'*early steep decay* est une caractéristique commune à quasiment tous les sursauts. En revanche, dans le domaine optique, la phénoménologie est plus diverse et peut prendre les formes suivantes :

- Transition de type 1 : la fin de l'émission *prompte*, indiquée par le démarrage de l'*early steep decay* en X, ne s'accompagne d'aucune transition notable dans le domaine optique : e.g. GRB 090618 (Page et al. 2011), GRB 080310 (Littlejohns et al. 2012), GRB 050801, GRB 051109A, GRB 060729, GRB 060904B (Rykoﬀ et al. 2009).
- Transition de type 2 : le flux optique croît, atteint un maximum pendant ou peu après l'*early steep decay* en X, puis décroît en loi en puissance : e.g. GRB 110205A (pour ce sursaut la fin de la phase *prompte* est d'abord marquée par une courte phase de décroissance du flux en optique, Gendre et al. 2012), GRB 060605, GRB 061007 (Rykoﬀ et al. 2009). Dans le modèle du choc avant, le pic correspond à la fin de la montée de la rémanence à $t_{\text{obs}} = t_{\text{obs,dec}}$, ce qui permet alors, dans le cadre de ce modèle et moyennant des hypothèses sur le milieu extérieur, d'évaluer le facteur de Lorentz du jet au début de la décélération (Zhang et al. 2003).
- Transition de type 3 : la fin de l'émission *prompte* marque le début d'une phase de décroissance rapide en optique : e.g. GRB 041219A (Blake et al. 2005), GRB 080319B (Racusin et al. 2008).

Cette grande diversité, comparée au domaine X, peut s'interpréter comme une conséquence des niveaux relatifs des émissions *prompte* et rémanente. Dans le domaine X, l'émission *prompte* (produite par des mécanismes internes) est dans la plupart des cas, bien plus brillante que la contribution de la

rémanence : d'où la présence quasi-systématique de l'*early steep decay*, si on l'interprète comme la queue à haute latitude de l'émission *prompte* (voir chapitre 7). En revanche, nous avons montré au chapitre 5 que l'émission *prompte* optique n'est pas forcément très brillante et qu'elle peut avoir une durée supérieure à celle de l'émission gamma. Il se peut donc, dans le domaine optique, que la rémanence précoce démarre avant la fin de l'émission *prompte* et devienne dominante. Plusieurs types de transition sont donc attendus, en particulier en fonction de l'ordre entre le rayon de décélération R_{dec} et celui de la fin des chocs internes $R_{\text{is,end}}$:

- Les transitions de type 1 correspondraient à une situation où l'émission optique pendant la phase *prompte* est dominée par la rémanence précoce. C'est possible en particulier si $R_{\text{dec}} < R_{\text{is,end}}$. Dans ces cas une contribution sous-dominante d'origine interne (comme décrit au chapitre 5) reste possible et peut alors expliquer la variabilité à courte échelle de temps qui est parfois observée (voir par exemple GRB 080310). A la fin de la phase *prompte* (marqué par le démarrage de l'*early steep decay* en X), aucune transition notable n'est attendue en optique puisque le flux est déjà dominé par la rémanence et masque donc l'émission de haute latitude.
- Les transitions de type 2 correspondraient à une situation où, dans le domaine optique, le flux de la rémanence est également plus élevé que l'émission *prompte* optique, mais s'allume plus tardivement, après le démarrage de l'*early steep decay* en X. Ceci peut se produire si $R_{\text{dec}} > R_{\text{is,end}}$. Dans cette situation, une émission *prompte* optique variable, d'origine interne, peut éventuellement être détectée, si les observations débutent suffisamment tôt avec la sensibilité requise (voir par exemple GRB 110205A). Ensuite l'émission optique est dominée par la montée de la rémanence dont le flux pique pendant où après l'*early steep decay* du domaine X.
- Enfin les transitions de type 3 pourraient s'expliquer par une émission *prompte* optique prédominante par rapport à la rémanence précoce, même si $R_{\text{dec}} < R_{\text{is,end}}$. La fin de la phase *prompte* est donc marquée par un *early steep decay* visible en X et en optique (éventuellement avec une pente de décroissance temporelle différente, puisque celle-ci dépend de l'indice spectral, voir §3.6.2). Ce genre de situation est a priori favorisée pour les sursauts optiquement brillants comme le « *Naked Eye Burst* » (Racusin et al. 2008).

Ces trois propositions doivent être explorées en détail dans le cadre standard (modèle du choc avant) ou dans celui du modèle du choc en retour. J'amorce ci-dessous cette discussion dans ce second cadre.

— Interprétation des transitions en optique dans le cadre du modèle du choc en retour —

La figure 9.6 présente des exemples de sursauts synthétiques qui montrent, de manière préliminaire, comment il peut être possible d'interpréter la diversité phénoménologique de la transition *prompt*-rémanence dans le cadre du modèle du choc en retour. On considère un éjecta relativiste avec une structure assez simple : une partie ultra-relativiste avec un facteur de Lorentz variant de 50 à 200 et correspondant aux 5 premières secondes de l'éjection, et une queue de facteur de Lorentz décroissant de 200 à 2 correspondant aux 5 dernières secondes de l'éjection (figure 9.6, en haut à gauche). La première partie de l'éjecta produit, par le mécanisme des chocs internes, un sursaut gamma à un *pulse* et la propagation du choc en retour dans la queue pendant la phase de freinage produit la rémanence. La figure montre comment les flux en X et en optique dépendent du rapport $R_{\text{dec}}/R_{\text{is,end}}$.

- Transition de type 1 et 3 : influence de la densité du milieu extérieur. Le panneau en haut à droite (resp. en bas à droite) de la figure 9.6 présente une séquence de courbes de lumière X et optique pour différentes densités de milieu extérieur de type vent stellaire (resp. de type uniforme). Pour les densités les plus faibles ($A_* = 0.01; 0.03$ et $n = 1; 10 \text{ cm}^{-3}$), l'allumage de la rémanence est suffisamment tardif pour qu'une phase de décroissance rapide du flux soit visible en X et en optique (transition de type 3). Pour des densités intermédiaire ($A_* = 0.1; 0.3$ et $n = 100 \text{ cm}^{-3}$), une phase de décroissance rapide du flux est toujours visible en X mais a complètement disparu en optique car la contribution du choc en retour est dominante (transition de type 1). Pour des densités les plus élevées ($A_* = 1$ et $n = 1000 \text{ cm}^{-3}$), même la phase de décroissance rapide en X fini par disparaître.

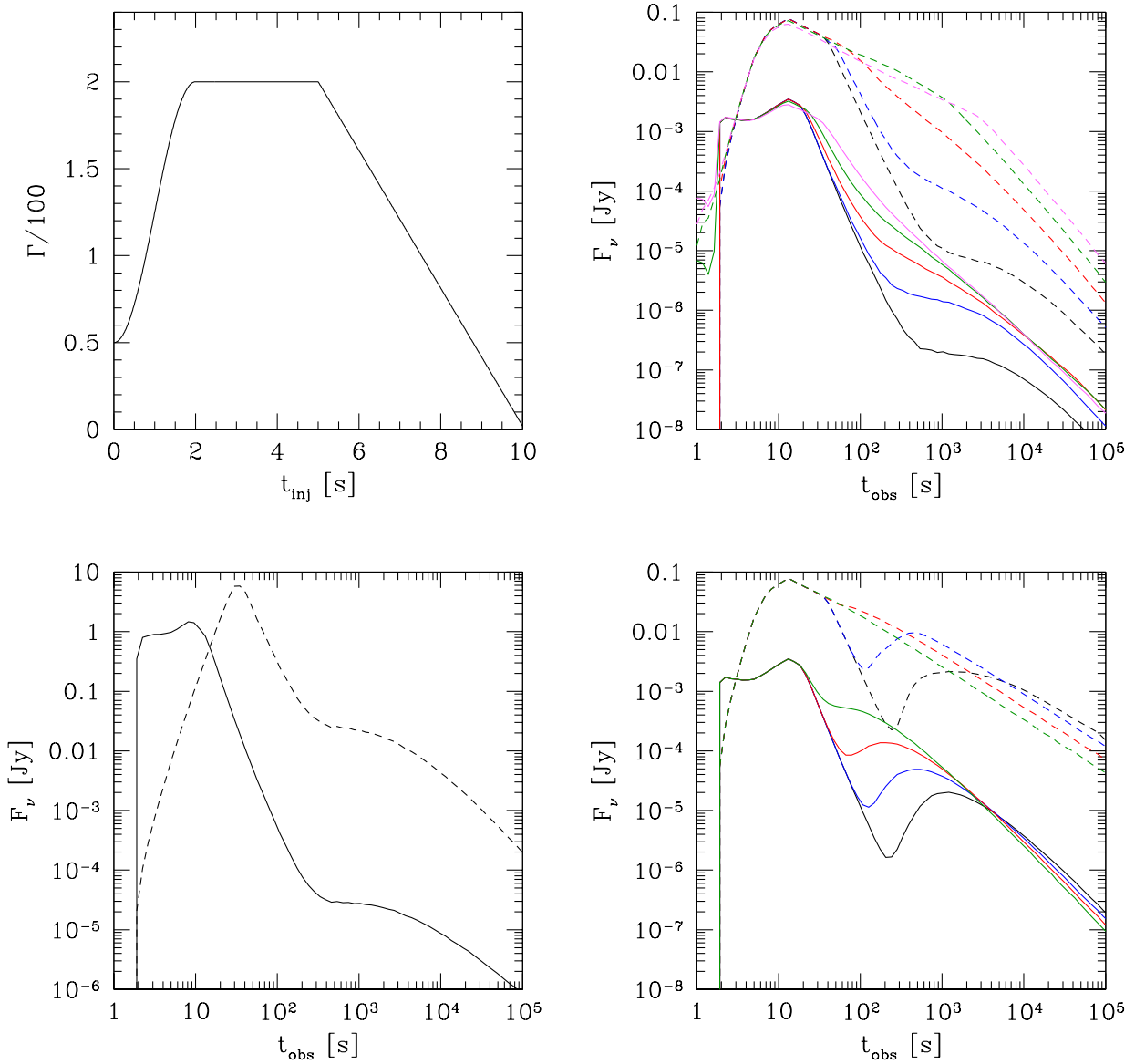


FIGURE 9.6.: **Diversité de la transition *prompt*-rémanence en optique – modèle du choc en retour.** Ces sursauts synthétiques permettent de montrer, de manière préliminaire, comment il peut être possible d’interpréter la diversité de la transition *prompt*-rémanence en optique, dans le cadre du modèle du choc en retour. Les différents exemples présentés ici ont en commun le *redshift* $z = 1$, le paramètre de microphysique $\epsilon_e = 1/3$ et la distribution de facteur de Lorentz. *En haut, à gauche* : distribution de facteur de Lorentz en fonction du temps d’injection t_{inj} . *En haut, à droite* : courbes de lumière à 2 eV (tirets) et 1 keV (trait plein) obtenues pour différentes densités de milieu extérieur de type vent stellaire avec $A_* = 1$ (rose); 0.3 (vert); 0.1 (rouge); 0.03 (bleu); 0.01 (noir). Les autres valeurs de paramètres adoptées sont $\dot{E}_{\text{kin}} = 2 \cdot 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$, $\epsilon_B = 1/3$ et $\zeta = 3 \cdot 10^{-3}$. *En bas, à droite* : idem pour un milieu extérieur de type uniforme avec $n = 1000$ (vert); 100 (rouge); 10 (bleu); 1 (noir). *En bas, à gauche* : exemple de sursaut où la self-absorption permet d’avoir une montée de la rémanence optique pendant l’*early-steep decay* en X. Les valeurs de paramètres adoptées sont $\dot{E}_{\text{kin}} = 10^{55} \text{ erg s}^{-1}$, $\epsilon_B = 1/3$ et $\zeta = 5 \cdot 10^{-2}$. Pendant la phase *prompte* ($t_{\text{obs}} \lesssim 10 \text{ s}$) la fréquence d’auto-absorption se situe à $\nu_{\text{sa}} \gtrsim 10 \text{ eV}$. Ensuite ν_{sa} décroît pendant l’*early steep decay* en X, sa traversée de la bande optique coïncidant avec le pic de flux optique.

- Transition de type 2 : une signature de la structure de la queue de l'éjecta ? Il semble plus difficile de reproduire une transition de type 2 similaire à celle de GRB 110205A, où la rémanence précoce est croissante en optique alors qu'en X la phase d'*early steep decay* se poursuit. En effet les chocs internes responsables de l'émission *prompte* et le choc en retour responsable de la rémanence se propagent dans le même milieu, c'est à dire le jet relativiste. Il est donc légitime de considérer que la microphysique est la même pour ces deux phases. Si les paramètres ϵ_e , ϵ_B et ζ sont constants, l'évolution des fréquences synchrotron ν_m et de ν_c est intimement liée à celle de la puissance dissipée (qui influence directement le facteur de Lorentz minimum γ_m et le champ magnétique B , voir §3.3.2). Pour le rayonnement synchrotron standard, avec $\nu_c < \nu_{opt}$ et $\nu_m > \nu_X$ pendant l'émission *prompte* (comme pour les exemples de la figure 9.6), il semble alors impossible (d'après nos essais préliminaires) d'obtenir une rémanence optique croissante à la suite de la phase *prompte*. Des essais dans une situation où $\nu_c, \nu_m > \nu_X$ se sont également montrés peu concluants.

Une possibilité consisterait à supposer que les paramètres de microphysique varient au cours du sursaut en fonction de l'évolution des conditions physiques dans les régions choquées. Ceci est loin d'être exclu mais notre connaissance limitée des processus d'accélération dans les chocs non collisionnels relativistes ne permet pas d'adopter une prescription physiquement justifiée pour de telles variations. Il s'agit donc d'une piste intéressante mais difficile à explorer actuellement.

Une autre solution pourrait consister à invoquer une forte absorption de l'émission optique pendant la phase *prompte*. Une telle atténuation est naturellement attendue en raison de l'auto-absorption synchrotron : si pendant l'émission *prompte* la fréquence d'auto-absorption ν_{sa} est au-dessus de ν_{opt} , alors l'émission optique est fortement absorbée (voir §3.5.3). En revanche, comme ν_{sa} diminue avec la densité d'électrons, et donc avec le rayon, on s'attend à ce que l'émission optique retrouve un régime de transparence ($\nu_{sa} < \nu_{opt}$) pendant la rémanence précoce. Un exemple de sursaut synthétique en figure 9.6 (panneau en bas à gauche) montre qu'une telle configuration peut effectivement permettre d'obtenir une émission optique précoce croissante alors que l'émission X est en phase d'*early steep decay*.

Une autre possibilité est également liée à l'auto-absorption synchrotron. Dans le chapitre 5, nous montrons que l'émission de haute latitude en optique est initialement croissante si $\nu_{sa} > \nu_{opt}$ à la fin de l'émission sur l'axe. La pente temporelle de l'émission de haute latitude ($F_\nu \propto t_{obs}^{-\alpha} \nu^{-\beta}$) vaut en effet $\alpha = 2 + \beta$ et la pente spectrale dans la partie absorbée du spectre vaut $\beta = -2.5$. L'exemple de la figure 3 de **Pub. III** illustre cette possibilité (voir aussi §5.2.3).

Une dernière possibilité permettant d'atténuer l'émission optique pendant la phase *prompte* pourrait être le durcissement de la pente synchrotron basse énergie en raison de la diffusion Compton inverse en régime Klein-Nishina (Daigne et al. 2011). L'indice spectral à basse énergie peut alors atteindre -1 , au lieu de -1.5 pour le régime standard de *fast-cooling*. Cette idée n'a pas encore été testée sur un sursaut synthétique complet ; l'utilisation du code radiatif détaillé de Bošnjak et al. (2009) sera nécessaire.

9.5. Conclusions et perspectives

L'étude présentée dans ce chapitre est à un stade encore très précoce et il est prématuré d'en tirer des conclusions trop définitives. Nous pensons cependant que l'exploration qui vient d'être faite ouvre des perspectives intéressantes pour interpréter la diversité des rémanences X et optique dans le cadre du modèle du choc en retour. Dans les mois à venir, je compte poursuivre cette étude afin de valider les résultats préliminaires qui viennent d'être exposés. A moyen terme, je compte aussi explorer la rémanence précoce prédite à haute énergie : le LAT a en effet commencé à fournir des contraintes observationnelles qui justifient ce projet (voir par exemple les observations multi-longueurs d'onde de GRB 090510, De Pasquale et al. 2010, et GRB 110721A, Bregeon et al. 2012). Des signatures très différentes sont a priori attendues pour le choc en retour et le choc avant.

Chapitre 10.

Cas particuliers de sursauts – Comment éteindre et rallumer la rémanence ?

Sommaire

10.1. GRB 050421 – Comment éteindre la rémanence ?	212
10.1.1. Interprétation de GRB 050421 par le modèle du choc avant	212
10.1.2. Interprétation de GRB 050421 par le modèle du choc en retour	213
10.1.3. Autres possibilités	214
10.2. Pub. VI : Was the “naked burst” GRB 050421 really naked ?	214
10.3. GRB 080503 – Comment rallumer la rémanence ?	221
10.3.1. Hypothèses sur la structure de l'éjecta	221
10.3.2. Scénario du choc rafraîchi	221
10.3.3. Rencontre avec un grumeau de surdensité	223
10.4. Pub. VII : On the origin of the late rebrightening in GRB 080503	223
10.5. Conclusions & perspectives	231

A côté de l'étude des comportements génériques de la rémanence (chapitre 9), mes travaux de thèse ont également porté sur deux cas de sursauts particuliers :

- GRB 050421 : sursaut long pour lequel aucune rémanence n'a pu être détectée, jusqu'à un seuil de flux très bas.
- GRB 080503 : sursaut court pour lequel la rémanence est également absente aux temps précoces, mais qui, de manière surprenante, a présenté un rallumage tardif au bout d'un jour détecté à la fois en X et en optique.

Encore une fois il s'agit de confronter ces observations aux prédictions des modèles du choc avant et du choc en retour, pour mieux les discriminer.

10.1. GRB 050421 – Comment éteindre la rémanence ?

GRB 050421 est un sursaut long ($\simeq 100$ s) détecté par *Swift*. Le télescope XRT a observé l'*early steep decay* dès la fin de l'émission *prompt*. La particularité de ce sursaut est que cet *early steep decay* s'étend sur 4 décades en flux jusqu'à atteindre le seuil de détection du XRT, sans transition vers la phase de rémanence habituelle (voir section 1.4.2). Pour cette raison GRB 050421 a été baptisé le « *Naked Burst* » ce qui évoque un sursaut produit par un jet « sans environnement extérieur » : dans le cadre du modèle de choc avant, une rémanence faible est souvent expliquée par une densité de milieu extérieur faible. Ce comportement est très surprenant pour un sursaut long, pour lequel le milieu environnant attendu est de type vent stellaire dense (il est un peu moins inhabituel dans le cas des sursauts courts dont l'environnement peut être très dilué).

Dans l'étude présentée ici et dans **Pub. VI**, nous recensons les différents scénarios, et quantifions les contraintes associées, pour expliquer cette absence de rémanence dans le cadre des modèles de choc avant et de choc en retour. En l'absence de rémanence et de galaxie hôte détectées, le *redshift* de GRB 050421 n'a pu être mesuré. Dans les différents cas traités, on adoptera comme *redshift* typique $z = 1$ – le choix exact du *redshift* n'est pas critique pour la discussion qui suit, sauf dans l'hypothèse particulière d'un sursaut sous-lumineux à faible *redshift*.

10.1.1. Interprétation de GRB 050421 par le modèle du choc avant

— Un milieu extérieur extrêmement peu dense —

Dans le cadre du modèle du choc avant la possibilité la plus naturelle est d'invoquer une densité de milieu extérieur extrêmement faible. Nous présentons différentes simulations, où nous avons fixé les paramètres de microphysique du choc avant à leurs valeurs « usuelles » $\epsilon_{e,fs} = \epsilon_{B,fs}^{1/2} = 10^{-1}$ (valeurs typiques utilisées dans la littérature pour ajuster les rémanences observées). Nous montrons que si le milieu extérieur est de type vent stellaire, il est impossible de rendre la rémanence aussi faible que les limites de détection dans GRB 050421. Même pour un vent stellaire très peu dense avec $A_* = 10^{-2}$ (difficilement envisageable pour une étoile de type Wolf-Rayet), le flux de la rémanence reste bien trop élevé, et passe largement au dessus des points de données (voir la figure 10.1 et **Pub. VI**).

Pour un milieu extérieur uniforme, la diminution de la densité a deux effets distincts successifs :

- le premier effet est un simple retard de la montée de la rémanence. Le comportement asymptotique dans le régime de **Blandford & McKee (1976)** reste inchangé.
- à très basse densité, le régime radiatif est modifié et le flux asymptotique diminue. Dans le cas de notre étude, ce changement de régime radiatif s'effectue pour une densité $n \simeq 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, ce qui paraît extrêmement faible pour l'environnement d'une étoile massive.

Ces deux effets permettent de rendre la rémanence indétectable, au niveau de sensibilité de GRB 050421, pour une densité $n \lesssim 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ (voir la figure 1 de **Pub. VI**). Une telle densité est extrêmement faible, même pour le milieu circum-galactique. Elle semble incompatible avec notre connaissance des progéniteurs des sursauts longs.

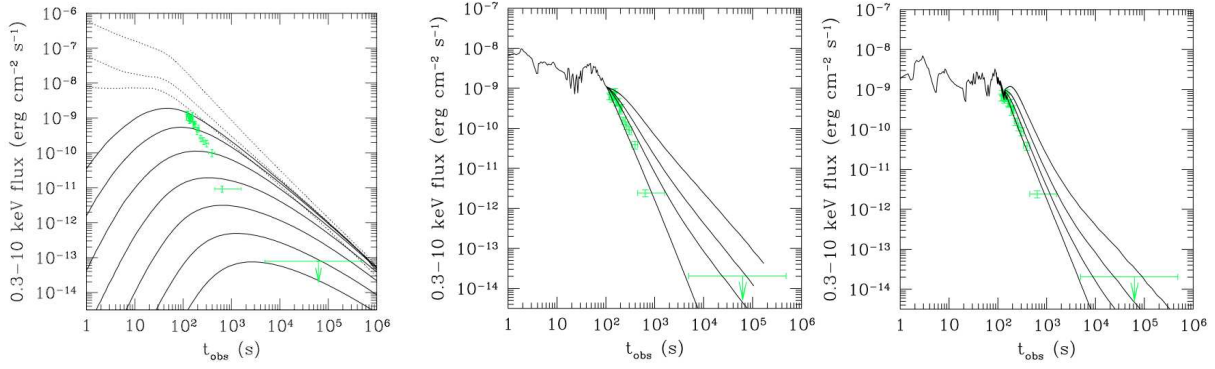


FIGURE 10.1.: **Modélisation de GRB 050421 : contraintes sur les modèles du choc avant et du choc en retour.** Le *redshift* adopté pour le calcul des courbes de lumière vaut $z = 1$. Panneau de gauche : courbes de rémanence produites par le choc avant, pour différentes densités de milieu extérieur. Ce dernier est supposé être un vent stellaire avec comme normalisation $A_* = 1; 0.1; 0.01$ (de haut en bas, courbes en pointillé) ou un milieu uniforme de densité $n = 1; 0.1; 0.01; 10^{-3}; 10^{-4}; 10^{-5}; 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$ (de haut en bas, courbes en trait plein). L'énergie cinétique de l'éjecta vaut $E_{\text{kin}} = 4 \times 10^{52} \text{ erg}$ (voir **Pub. VI** pour plus de détails) et les paramètres adoptés pour la microphysique sont $\epsilon_{e,\text{fs}} = 0.1$, $\epsilon_{B,\text{fs}} = 0.01$ et $p = 2.5$. Dans ce cas, la phase d'émission *prompte* n'est pas modélisée. Deux Panneaux de droite : courbes de rémanence produites par le choc en retour. Ici la phase *prompte* est modélisée car l'émission du choc en retour dépend beaucoup des détails de la structure de l'éjecta relativiste. Le calcul présenté à gauche (resp. droite) est fait pour un milieu extérieur uniforme (resp. vent stellaire) de densité $n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (resp. de normalisation $A_* = 1$). Dans un même panneau les courbes de lumières sont obtenues pour différentes quantités d'énergie dans la queue de facteur de Lorentz décroissant : de haut en bas le rapport entre les énergies contenues dans du matériel rapide $E_{\text{kin}}^{\text{fast}}$ (qui produit l'émission *prompte*) et lent $E_{\text{kin}}^{\text{slow}}$ (i.e. de facteur de Lorentz $\Gamma < 100$) vaut $E_{\text{kin}}^{\text{slow}}/E_{\text{kin}}^{\text{fast}} = 1; 0.3; 0.1; 0$. L'énergie cinétique contenue dans la partie rapide de l'éjecta vaut $E_{\text{kin}}^{\text{fast}} \simeq 4 \times 10^{52} \text{ erg}$ et les paramètres adoptés pour la microphysique valent $\epsilon_{e,\text{rs}} = \epsilon_{B,\text{rs}} = 1/3$, $p = 2.5$ et $\zeta = 10^{-2}$.

— Un choc avant inefficace —

Une autre solution est alors de supposer que le choc avant était radiativement inefficace. En termes de paramètres de microphysique, une non détection de la rémanence de GRB 050421 implique comme limite $\epsilon_{e,\text{fs}} = \epsilon_{B,\text{fs}}^{1/2} \lesssim 5 \times 10^{-3}$, pour des densités de milieu extérieur $n > 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ (milieu uniforme) ou $A_* > 10^{-2}$ (vent stellaire). Il faudrait alors comprendre pourquoi le choc avant était si peu efficace dans le cas de GRB 050421. Une possibilité serait que la densité et le champ magnétique du milieu extérieur étant très faibles, la structure de choc non collisionnel ne puisse être maintenue. L'accélération des particules devient alors inefficace. Cette inefficacité vient renforcer le scénario précédent : pour une densité de milieu extérieur $n \simeq 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, une limite $\epsilon_{e,\text{fs}} \lesssim 4 \times 10^{-2}$ suffit à rendre la rémanence indétectable. Notons cependant qu'une telle densité reste peu réaliste pour un sursaut long.

10.1.2. Interprétation de GRB 050421 par le modèle du choc en retour

Dans le modèle du choc en retour, la démarche adoptée est différente : on suppose que la densité du milieu extérieur est dense, comme attendu pour un sursaut long ; puis on examine la contrainte sur le contenu énergétique de la queue de facteur de Lorentz décroissant (responsable de la longue durée du choc en retour). En effet, l'énergie dissipée par le choc en retour à des temps tardifs dépend directement de l'énergie contenue dans la partie de l'éjecta à faible facteur de Lorentz. Dans le cas d'un milieu uniforme de densité $n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (resp. milieu de type vent stellaire de densité $A_* = 1$), nos

résultats montrent que pour reproduire les observations, l'énergie contenue dans l'éjecta en dessous d'un facteur de Lorentz $\Gamma = 100$ ne doit pas dépasser 10% (resp. 30%) de l'énergie totale (voir la figure 10.1 et **Pub. VI**). Il ne s'agit pas d'une contrainte aussi extrême que celle obtenue au §10.1.1.

Il est intéressant de noter que dans le cas du choc en retour, une densité élevée de milieu extérieur est favorisée. En effet plus la densité est élevée, plus la décélération est rapide : l'essentiel de la queue de facteur de Lorentz décroissant est alors très rapidement traversée par le choc en retour peu après (voir même pendant) l'émission *prompte*. Il reste donc peu d'énergie pour le choc en retour aux temps plus tardifs. Une situation où le milieu extérieur est de densité intermédiaire serait donc moins favorable. Ceci est une propriété importante du choc en retour puisque le scénario proposé est maintenant parfaitement compatible avec notre connaissance des progéniteurs des sursauts longs.

10.1.3. Autres possibilités

Dans le cas du modèle du choc avant nous avons également discuté brièvement deux autres possibilités :

- l'hypothèse d'un sursaut proche et sous-lumineux.
- l'hypothèse d'un vent stellaire interrompu bien avant que le progéniteur s'effondre et produise le sursaut gamma.

— Un sursaut sous-lumineux —

S'il est supposé que GRB 050421 est un sursaut sous-lumineux à faible *redshift* (on adopte $z = 0.01$), la limite sur la densité dans le cas du choc avant devient moins contraignante : $n \lesssim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ est alors suffisant pour rendre les prédictions compatibles avec les données. Cependant l'hypothèse d'un sursaut à faible *redshift* semble en contradiction avec la non détection de supernova associée ou de galaxie hôte qui auraient dû être visibles à une distance si faible. De plus nous avons déjà expliqué qu'une densité aussi faible est peu réaliste pour un sursaut long.

— Un vent stellaire interrompu —

Nous avons brièvement considéré une dernière possibilité, plus « exotique », où l'on suppose que le milieu extérieur est un vent stellaire dense, mais qui s'est interrompu avant l'effondrement gravitationnel, créant ainsi une bulle très peu dense autour du sursaut. Dans le cas de GRB 050421, il faut que cette bulle quasi-vide ($n \lesssim 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$) ait un rayon de 3 pc. En supposant que le vent stellaire est éjecté avec une vitesse de 1000 km s^{-1} (vitesse typique pour une étoile de Wolf-Rayet), il faudrait donc que l'interruption de celui-ci ait eu lieu 1000 ans avant le sursaut. La justification d'un tel comportement à la fin de la vie d'une étoile massive reste à être précisée.

10.2. **Pub. VI : Was the “naked burst” GRB 050421 really naked ?, R. Hascoet, Z. L. Uhm, R. Mochkovitch, F. Daigne, A&A, 534, 104 (2011)**

A&A 534, A104 (2011)
 DOI: [10.1051/0004-6361/201117404](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117404)
 © ESO 2011

**Astronomy
&
Astrophysics**

Was the “naked burst” GRB 050421 really naked?

R. Hascoët, Z. L. Uhm, R. Mochkovitch, and F. Daigne*

Institut d’Astrophysique de Paris, UMR 7095 Université Pierre et Marie Curie-Paris 6 – CNRS, 98 bis boulevard Arago,
 75014 Paris, France
 e-mail: [hascoet;mochko]@iap.fr

Received 3 June 2011 / Accepted 24 August 2011

ABSTRACT

Context. A few long gamma-ray bursts such as GRB 050421 show no afterglow emission beyond the usual initial steep decay phase. It has been suggested that these events correspond to “naked” bursts that occur in a very low density environment. We reconsider this possibility in the context of various scenarios for the origin of the afterglow.

Aims. In the standard model where the afterglow results from the forward shock as well as in the alternative model where the afterglow comes from the reverse shock, we aim to obtain constraints on the density of the environment, the microphysics parameters, or the Lorentz factor of the ejecta, which are imposed by the absence of a detected afterglow.

Methods. For the two models we compute the afterglow evolution for different values of the external density (uniform or wind medium) and various burst parameters. We then compare our results to the Swift data of GRB 050421, which is the best example of a long burst without afterglow.

Results. In the standard model we show that consistency with the data imposes that the external density does not exceed 10^{-5} cm^{-3} or that the microphysics parameters are very small with $\epsilon_e \lesssim 10^{-2}$ and $\epsilon_B \lesssim 10^{-4}$. If the afterglow is caused by the reverse shock, we find that its contribution can be strongly reduced if the central source has mainly emitted fast-moving material (with less than 10–30% of the kinetic energy at $\Gamma < 100$) and was located in a dense environment.

Conclusions. The two considered scenarios therefore lead to opposite constraints on the circumburst medium. The high-density environment, favored by the reverse shock model, better corresponds to what is expected if the burst progenitor was a massive star.

Key words. radiation mechanisms: non-thermal – gamma-ray burst: general – gamma-ray burst: individual: GRB 050421 – shock waves

1. Introduction

In the pre-Swift era afterglow observations typically started a few hours after the trigger, so that the very early evolution immediately following the prompt phase remained a “terra incognita”. The situation dramatically changed with Swift (Gehrels et al. 2004) which is capable to slew in one minute and point its X-ray and optical telescopes (XRT, Burrows et al. 2005, and UVOT, Roming et al. 2005) to the source. Swift has revealed several unexpected features in the early afterglow of gamma-ray bursts (Nousek et al. 2006; O’Brien et al. 2006; Zhang et al. 2007). The prompt phase ends with a steep decay of the X-ray flux, $F_X \propto t^{-\alpha}$ with $2 \lesssim \alpha \lesssim 5$. The afterglow continues with a plateau where the index α lies between 0 and 1. At 0.1–1 day it recovers the more standard value $\alpha \sim 1$ –1.5, which was known before Swift. Finally, at later times it sometimes further steepens as a result of a jet break. Flares with short rise and decay times can be superimposed on this global evolution (Chincarini et al. 2007; Falcone et al. 2007). These different components are not always present. Flares are observed in about 50% of the bursts. The plateau is sometimes absent and the afterglow then follows a single power-law already from the beginning of the XRT observations (the most extreme case being GRB 061007 which maintained a constant slope $\alpha = 1.6$ from 100 s, to more than 10 days after trigger; Schady et al. 2007).

GRB 050421 was even more peculiar because it only showed the initial steep decay phase and a few flares at 100–150 s but no

plateau and no standard afterglow at later times. This behavior had been predicted by Kumar & Panaitescu (2000) for a burst occurring in an extremely low density environment. In such a “naked” burst one only sees the high latitude emission once the on-axis prompt emission has stopped. Radiation from an annulus making an angle θ with the line of sight arrives with a delay to the observer and benefits less from the Doppler boost of the relativistic motion. The predicted flux at a given frequency then decays steeply as $F_\nu(t) \propto t^{-\alpha} \nu^{-\beta}$ with $\alpha = 2 + \beta$ and $0 \lesssim \beta \lesssim 2$.

In their detailed study of GRB 050421 Godet et al. (2006) found that this event fits well with these theoretical predictions and concluded that it was a good naked burst candidate. However, the authors did not provide any estimate of the maximum external density that could still be compatible with the data.

A very low density environment has been frequently invoked to explain why a fraction of the short burst population has very dim afterglows (see Nakar 2007, and references therein). If short bursts result from the merging of two compact objects, the kick received when the neutron star or black hole components formed in supernova explosions allows the system to reach the low-density outskirts of the host galaxy before coalescence occurs. But GRB 050421 lasted about 10 s and may be associated to the long burst population (except if it was located at a high redshift, $z > 4$; Xiao & Schaefer 2011). Long bursts are expected to form during the collapse and explosion of rapidly rotating Wolf-Rayet stars (Woosley 1993). The typical environment of the burst should then first consist of the wind from the star,

* Institut Universitaire de France.

A&A 534, A104 (2011)

followed by a wind termination shock and several shells, successively containing the shocked wind and the remnants of previous mass loss episodes (van Marle et al. 2005; Eldridge et al. 2006). This may seem to contradict afterglow modeling, which generally favors a uniform external medium, even for long bursts. One should keep in mind, however, that this conclusion relies on several uncertain assumptions such as the constancy of the microphysics redistribution parameters ϵ_e and ϵ_B , while the presence of a wind is a conspicuous feature in observed Wolf-Rayet stars.

Apart from GRB 050421, at least three other, possibly long bursts (GRB 070531, GRB 080727A and GRB 081016B) showed no afterglow after the steep decay phase (Vetere et al. 2008). GRB 070531 lasted 44 s and had a FRED shape. GRB 080727A and GRB 081016BA had respective durations $t_{90} = 4.9$ and 2.6 s. Because their redshift is not known, it is not clear if they belong to the short or long burst populations.

In this work we concentrate on GRB 050421, which has the best data. Our aim is to perform afterglow calculations to obtain for different scenarios the limits on the external density that are compatible with the absence of an afterglow. For a given density we also constrain the microphysics parameters ϵ_e and ϵ_B and the distribution of the Lorentz factor in the ejecta. The paper is organized as follows: we briefly summarize the observational data on GRB 050421 in Sect. 2 and estimate the isotropic kinetic energy released by this burst. We consider in Sect. 3 several possible origins for the afterglow. First, the standard case, where it is made by the forward shock propagating in the external medium, then the alternative model where it comes from the reverse shock that sweeps back into the ejecta, and finally a few more exotic possibilities. Our results are discussed in Sect. 4, which is also the conclusion.

2. GRB 050421: a burst with no afterglow

2.1. Summary of the observational data

GRB 050421 belongs to the 10% faintest bursts of the Swift sample. Its fluence in the 15–150 keV energy range integrated over $t_{90} = 10$ s was $S_{15-150} = 1.1 \pm 0.7 \times 10^{-7}$ erg cm $^{-2}$. The light curve during t_{90} approximately had a FRED shape. It was followed by a weak tail and at least two flares at 110 and 154 s. Between 15 and 150 keV the prompt spectrum can be fitted by a single power-law $F_\nu \propto \nu^{-0.7}$, which suggests that the peak energy E_p was higher than 150 keV (Godet et al. 2006). The XRT was able to follow the burst from about 100 s to 1000 s after trigger. Later, in an interval running from 5000 to 5×10^5 s, the source was not detected, leading to an upper limit¹ $F_{0.3-10 \text{ keV}} < 8 \times 10^{-14}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Any long-lasting afterglow component, if present, should therefore be very dim, lying after a few hours about five orders of magnitude below the flux recorded at 100 s.

Between 100 and 1000 s the flux exhibited a power law decline of index 3.1 ± 0.1 together with a hard-to-soft evolution, indicating that the peak energy of the spectrum was probably crossing the XRT band during the observations. This strongly suggests that what was observed was the high-latitude emission of the last shocked shells in the ejecta of GRB 050421 (Godet et al. 2006).

¹ This value was obtained using the upper limit in count rate from the XRT repository (Evans et al. 2007) and the count-to-flux conversion factor used in the Burst Analyser (Evans et al. 2010).

Table 1. Isotropic gamma-ray and kinetic energies of GRB 050421 for different redshifts and $H_0 = 70$ km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$, $\Omega_M = 0.27$ and $\Omega_\Lambda = 0.73$.

z	0.01	0.5	1	2	5
$\mathcal{E}_\gamma^{\text{iso}}$ (10^{52} erg)	9.7×10^{-6}	2.9×10^{-2}	0.12	0.45	2.0
$\mathcal{E}_K^{\text{iso}}$ (10^{52} erg)	3.2×10^{-4}	0.96	4.0	15	68

Notes. The kinetic energy is given for a radiative efficiency of 3%. It would be about ten times lower with an efficiency increased to 30%.

2.2. Constraining the isotropic kinetic energy of GRB 050421

The isotropic kinetic energy of the burst ejecta at the end of the prompt phase (after a fraction f_γ of the initial amount has been converted to gamma-rays) is a key ingredient for any afterglow calculation. Unfortunately, the redshift of GRB 050421 is not known and, in a first step, we just estimate the total gamma-ray fluence S_γ from the fluence in the 15–150 keV band. We obtain $S_\gamma = 4.5 \times 10^{-7}$ erg cm $^{-2}$ assuming that the spectrum is a Band function (Band et al. 1993) with $\alpha = -1.7$, $\beta = -2.5$ and $E_p = 350$ keV. From the fluence we then obtain the total energy release in gamma rays as a function of redshift

$$\mathcal{E}_\gamma^{\text{iso}} = \frac{4\pi D_L(z)^2 S_\gamma}{1+z}, \quad (1)$$

where $D_L(z)$ is the luminosity distance. The kinetic energy $\mathcal{E}_K^{\text{iso}}$ can now be estimated from the efficiency f_γ

$$\mathcal{E}_K^{\text{iso}} = \frac{1-f_\gamma}{f_\gamma} \mathcal{E}_\gamma^{\text{iso}}. \quad (2)$$

In the case of internal shocks we have $f_\gamma \approx \epsilon_e \times f_{\text{diss}}$, where f_{diss} is the fraction of the kinetic energy dissipated by the shocks and ϵ_e the fraction transferred to electrons and eventually radiated (assuming fast cooling electrons). We take $f_{\text{diss}} \sim 0.1$, which is typical for internal shocks (Daigne & Mochkovitch 1998). To ensure a sufficient global efficiency, it is then necessary to have $\epsilon_e \sim 0.1$ –1. We adopt $\epsilon_e = 1/3$, which leads to $f_\gamma \sim 3\%$. We also consider the possibility that the prompt emission may result from a more efficient process such as Comptonization at the photosphere (Rees & Mészáros 2005; Lazzati et al. 2009; Beloborodov 2010) or magnetic reconnection (Spruit et al. 2001; Drenkhan & Spruit 2002; Giannos & Spruit 2006; McKinney & Uzdensky 2011), for which we adopt a radiative efficiency of 30%. Our results for $\mathcal{E}_\gamma^{\text{iso}}$ and $\mathcal{E}_K^{\text{iso}}$ are summarized in Table 1 for different redshifts. They can vary by up to 50% if the parameters of the Band function (especially E_p) are changed. This uncertainty remains much smaller than the one resulting from the unknown distance and radiative efficiency of the burst.

3. Explaining the lack of a regular afterglow

3.1. The forward shock case

In the standard model, where the afterglow is made by the forward shock, the predicted X-ray flux is much above the observational limit as long as the burst parameters keep “usual” values. This can be checked using the analytical formulae provided by Panaitescu & Kumar (2000). The relevant radiative regime corresponds to $\nu_X > \nu_m$ (resp. $\nu_X > \nu_c$) for fast (resp. slow) cooling, where ν_m , ν_c and ν_X are the synchrotron, cooling, and typical X-ray frequencies respectively. The expression for the flux density is the same in the two cases and also for either a uniform

R. Hascoët et al.: Was the “naked burst” GRB 050421 really naked?

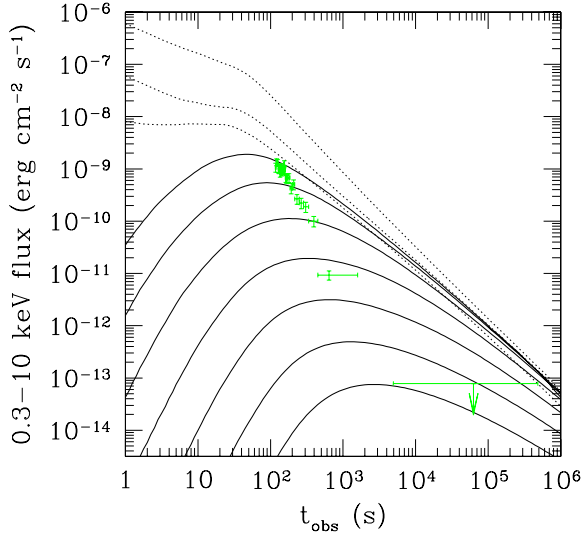


Fig. 1. Afterglow from the forward shock. The assumed redshift and burst energy are $z = 1$ and $\mathcal{E}_K = 4 \times 10^{52}$ erg and the average Lorentz factor of the ejecta is $\bar{\Gamma} = 150$. The theoretical light curves in the 0.3–10 keV energy range are presented (from top to bottom) for $A_* = 1$ to 10^{-2} (dotted lines) and for $n = 1$ to 10^{-6} cm $^{-3}$ (full lines). They are compared to the GRB 050421 data from the Burst Analyser (Evans et al. 2010).

external medium or a stellar wind (they differ only by constant factors on the order of 2 or less). We have

$$F_X(E) \simeq 0.3 D_{28}^{-2} \mathcal{E}_{52}^{(p+2)/4} \epsilon_{e,-1}^{p-1} \epsilon_{B,-2}^{(p-2)/4} E_{\text{keV}}^{-(p/2)} t^{-[(3p-2)/4]} \text{ Jy}, \quad (3)$$

where ϵ_e (in units of 10^{-1}) and ϵ_B (in units of 10^{-2}) are the microphysics redistribution parameters, \mathcal{E}_{52} is the isotropic kinetic energy in units of 10^{52} erg, D_{28} the luminosity distance in units of 10^{28} cm, E_{keV} the photon energy in keV and t the time in seconds (both E_{keV} and t are given here in the burst rest frame). This relation holds at times longer than the deceleration time. Assuming that this is the case for $t_{\text{obs}} > 1000$ s, the data require $F_{10 \text{ keV}}$ to be on the order of 2×10^{-9} Jy at 1000 s and smaller than 2×10^{-11} Jy at 5×10^4 s (Evans et al. 2007, 2010). For a reference case defined by $z = 1$, $\mathcal{E}_K = 4 \times 10^{52}$ erg, $\epsilon_e = 0.1$, $\epsilon_B = 0.01$ and $p = 2.5$ and using Eq. (3) with the rest frame values $E_{\text{keV}} = 20$ and $t = 500$ and 2.5×10^4 s, we obtain $F_{10 \text{ keV}} = 1.6 \times 10^{-6}$ and 7.3×10^{-9} Jy at observed times 1000 and 5×10^4 s respectively. The predicted X-ray afterglow is therefore much brighter than the observational limits. Changing the assumed redshift has little effect on this result because $F_X(E) \propto \mathcal{E}_{52}^{(p+2)/4} D_{28}^{-2}$, which does not vary much with z for $2 < p < 3$.

Another striking consequence of Eq. (3) is that the flux does not depend on the external density. This remains true as long as ν_X is higher than both ν_m and ν_c . Decreasing the density only increases the deceleration time and delays the rise of the afterglow but does not affect the flux level in the Blandford-McKee regime. It is only at very low density ($n < 10^{-3}$ cm $^{-3}$) when ν_c becomes higher than ν_X that the radiative regime changes and the flux begins to depend on density.

We have calculated the evolution of the X-ray flux (in the XRT band 0.3–10 keV) for the reference case, an average Lorentz factor in the ejecta² $\bar{\Gamma} = 150$ and different values of

² The choice of $\bar{\Gamma}$ is not critical: it affects the rise time of the afterglow, but not its evolution in the Blandford-McKee regime.

the density: from $n = 1$ to 10^{-6} cm $^{-3}$ (uniform medium) and $A_* = 1$ to 10^{-2} (stellar wind). We do not consider lower values of A_* , which would not be realistic for a massive star progenitor. Our results are shown in Fig. 1. It appears that the wind case is clearly excluded while a uniform density below 10^{-6} cm $^{-3}$ is required, which would likely correspond to the intergalactic medium (IGM). But if GRB 050421 had a massive progenitor it should have normally occurred in a region of star formation, characterised by a dense environment. With the lower value of the kinetic energy $\mathcal{E}_K = 4 \times 10^{51}$ erg (for a higher efficiency of the prompt phase) the maximum allowed density is raised to about 10^{-5} cm $^{-3}$ but still remains very low.

But these conclusions depend on our choice for the microphysics parameters. Assuming that $\epsilon_B = \epsilon_e^2$ (which results from the acceleration process of electrons moving toward current filaments in the shocked material, Medvedev 2006), we find that more standard values of the density ($n > 10^{-2}$ cm $^{-3}$ or $A_* > 10^{-2}$) can be made consistent with the data as long as $\epsilon_e < 5 \times 10^{-3}$. Starting from a lower density, $n = 10^{-3}$ cm $^{-3}$, typical of the hot interstellar medium and not too far from the transition to the radiative regime $\nu_m < \nu_X < \nu_c$, the previous limit becomes $\epsilon_e < 2 \times 10^{-2}$. Still with $n = 10^{-3}$ cm $^{-3}$ but with the lower kinetic energy $\mathcal{E}_K = 4 \times 10^{51}$ erg we finally obtain $\epsilon_e \lesssim 4 \times 10^{-2}$. Except maybe for this final case, such values of the microphysics parameters are lower than those usually inferred from multiwavelength fits of afterglow data (Panaitescu & Kumar 2001a,b; 2002) but it might be possible, for example, that below some threshold in density the transfer of shock-dissipated energy to electrons or/and magnetic field becomes less efficient, so that ϵ_e and/or ϵ_B drop suddenly.

3.2. The reverse shock case

In order to solve some of the problems raised by Swift observations of the early afterglow, Genet et al. (2007) and Uhm & Beloborodov (2007) have proposed a non-standard scenario where GRB afterglows are made by a long-lived reverse shock that propagates into the ejecta when it is decelerated by the external medium. In this scenario it is assumed that the forward shock is present but radiatively inefficient (if, for example, the magnetic field is too weak in the external medium) and that the reverse shock is long-lived because the central engine has produced an ejecta with a tail going down to very low Lorentz factors (possibly down to $\Gamma \sim 1$).

The reverse shock model offers an interesting alternative to explain the lack of an afterglow in objects like GRB 050421, which does not require to have a very low density environment. This model assumes that the central source mainly produced fast-moving material with a limited amount of energy in the tail at low Γ . As it sweeps back into the ejecta, the reverse shock encounters shells with a decreasing energy content and the observed flux exhibits a steep drop.

Moreover, because the total energy released by GRB 050421 was relatively modest and for a sufficiently high value of the external density, the reverse shock is relativistic and the emission takes place in the fast cooling regime. This is different from the situation considered by Sari & Piran (1999) to explain the early optical flash in GRB 990123, where slow cooling electrons were responsible for a flux decaying approximately as t^{-2} . In the present case, a steeper slope can be obtained because the light curve is dominated by the high-latitude emission of the last shocked shells.

More precisely, we aim to quantify how much energy we can inject into material with a low Lorentz factor and still remain in

A&A 534, A104 (2011)

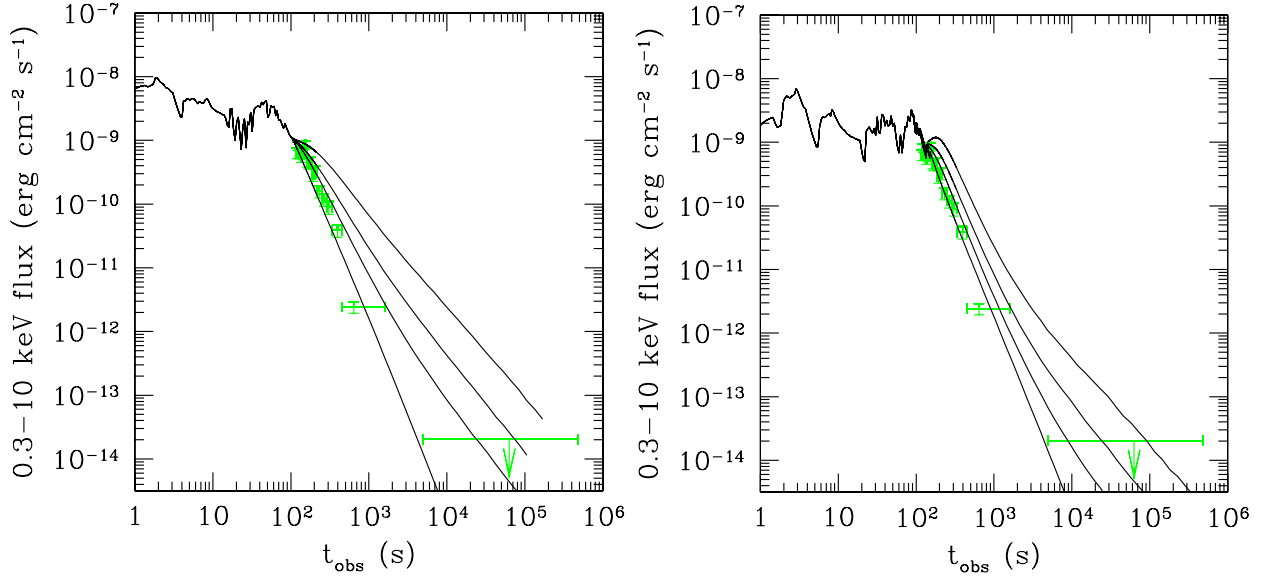


Fig. 2. Afterglow from the reverse shock. *Left panel:* uniform medium of density $n = 1000 \text{ cm}^{-3}$. *Right panel:* wind medium with $A_* = 1$. The four light curves correspond (from top to bottom) to $\mathcal{E}_K^{\text{slow}}/\mathcal{E}_K^{\text{fast}} = 1, 0.3, 0.1$ and 0 , where $\mathcal{E}_K^{\text{slow}}$ (resp. $\mathcal{E}_K^{\text{fast}}$) is the kinetic energy in material with $\Gamma < 100$ (resp. > 100). We assume $\mathcal{E}_K^{\text{fast}} = 4 \times 10^{52} \text{ erg}$.

agreement with the data. To model the source we consider that it has been active for $120/(1+z)$ s but that more than 50% of the total energy has been released during the first $15/(1+z)$ s. This may represent the fact that the main activity in GRB 050421 had a t_{90} of 10–15 s but was followed by a weaker emission with some flares, lasting for a total of about 100–150 s. We adopt a distribution of the Lorentz factor that varies between 100 and 400 with a typical variability timescale of 1 s, which is ended by a tail going from $\Gamma = 100$ to 2.

Because we implicitly suppose in this section that the prompt emission comes from internal shocks, we only consider the low-efficiency case for the prompt phase. We then inject a fixed kinetic energy $\mathcal{E}_K^{\text{fast}} = 4 \times 10^{52} \text{ erg}$ (for $z = 1$) into the fast-moving ejecta with $\Gamma > 100$ and a remaining $\mathcal{E}_K^{\text{slow}}$ in the tail ($\Gamma < 100$). We do not try to fit the details of the prompt light curve (which is of poor quality owing to the weakness of the burst) with this distribution but simply to reproduce the general behavior of the prompt-to-early-afterglow transition.

We computed the synchrotron emission from the internal and reverse shocks as explained in Daigne & Mochkovitch (1998) and Genet et al. (2007). Because these shocks all take place in the material ejected by the source and are mildly relativistic, we adopted similar values for the microphysics parameters: $\epsilon_e = \epsilon_B = 1/3$ and ζ (fraction of electrons that are accelerated) $= 10^{-2}$, which were also used in the works cited above. They ensure a reasonable efficiency in the transfer of dissipated energy to electrons and allow the emission to take place in the gamma-ray range during the prompt phase.

The resulting flux in the XRT band is shown in Fig. 2 for four values of the ratio $\mathcal{E}_K^{\text{slow}}/\mathcal{E}_K^{\text{fast}} = 0, 0.1, 0.3$ and 1 . The density in the burst environment is supposed to be high with $n = 1000 \text{ cm}^{-3}$ (uniform medium) or $A_* = 1$ (stellar wind). The reverse shock is then relativistic and the emission takes place in the fast-cooling regime of the shock-accelerated electrons.

It can be seen in Fig. 2 that satisfactory solutions can be found for both a uniform and a wind external medium as long

as the fraction of energy injected into material with Lorentz factors below 100 does not exceed about 10 and 30% in the uniform and wind medium, respectively³.

We checked how these results depend on our assumptions about the burst redshift and density of the environment. Increasing the redshift implies a higher injected energy and shorter intrinsic time scales. Going to values as high as $z = 5$ and keeping the same density ($n = 1000 \text{ cm}^{-3}$ or $A_* = 1$) for the environment slightly delays the deceleration (in observer time), especially in the uniform density case. It is then more difficult to fit the data and it could become necessary to inject essentially the whole energy into material with $\Gamma > 200$. Similarly, reducing the density of the external medium from $n = 1000$ to 1 cm^{-3} (at a fixed $z = 1$) also delays the deceleration and leads to the same problem.

Therefore, GRB 050421 was not a naked burst in the context of the reverse shock scenario. On the contrary, it occurred in a dense environment and was peculiar because it released a relatively modest amount of energy, mostly in high Lorentz factor material.

3.3. Other possibilities

3.3.1. A sub-luminous burst

It is probable that a large number of sub-luminous bursts coexists with the classical population of cosmological GRBs. These objects are underrepresented in the observed sample because, contrary to the most powerful events they cannot be detected at far distances.

³ The light curves somewhat differ between the two cases because owing to the strong deceleration of the ejecta the internal and reverse shocks become mixed. The profile therefore does not only depend on the distribution of Lorentz factor in the outflow, but also on the nature of the environment.

R. Hascoët et al.: Was the “naked burst” GRB 050421 really naked?

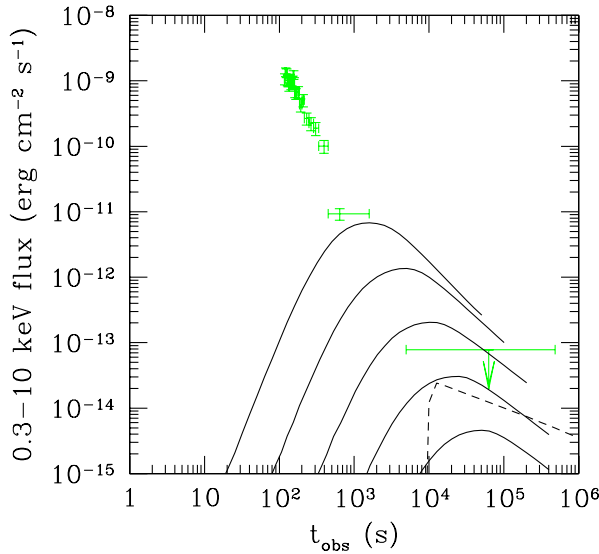


Fig. 3. Afterglow light curves for a sub-luminous burst (full lines) and an interrupted wind (dashed line). For the sub-luminous burst the injected kinetic energy is $\mathcal{E}_K = 3.2 \times 10^{48}$ erg at a redshift $z = 0.01$ and the four lines correspond (from top to bottom) to a density decreasing from 1 to 10^{-4} cm^{-3} . The wind has $A_* = 1$ but was interrupted 1000 years before the burst.

A prototype of these sub-luminous bursts was GRB 980425, which occurred at 34 Mpc and released an energy $\mathcal{E}_\gamma^{\text{iso}} \sim 6 \times 10^{47}$ erg (Galama et al. 1998). Daigne & Mochkovitch (2007) argued that GRB 980425 was intrinsically faint (and not a normal event seen off-axis) and they have shown that it can be produced in a relativistic outflow with a moderate Lorentz factor $\Gamma \sim 10\text{--}20$. This scenario may work for GRB 050421 under the condition that the X-ray afterglow becomes dimmer when $\mathcal{E}_K^{\text{iso}}$ is decreased at constant burst fluence, i.e. if the X-ray flux $F_X \propto (\mathcal{E}_K^{\text{iso}})^x$ with $x > 1$. The analytic results of Panaitescu & Kumar (2000) show that the most favorable case (with $x = (p + 3)/4$) corresponds to the radiative regime $\nu_m < \nu_X < \nu_c$, in a uniform external medium.

Assuming a redshift $z = 0.01$ for GRB 050421 we therefore considered an outflow with a Lorentz factor between 10 and 15, carrying a kinetic energy $\mathcal{E}_K^{\text{iso}} = 3.2 \times 10^{48}$ erg (see Table 1). The resulting afterglow light curves from the forward shock are shown in Fig. 3 for $n = 1$ to 10^{-4} cm^{-3} , $\epsilon_e = 0.1$ and $\epsilon_B = 0.01$. A hot interstellar medium with $n \lesssim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ is almost consistent with the data. Because we have $F_X \propto \epsilon_e^{3/2} \epsilon_B^{7/8}$ (for $p = 2.5$), in the considered regime only a modest reduction of either ϵ_e or ϵ_B would be enough to drive F_X below the observational limits. A sub-luminous burst could therefore agree more easily with the data than a classical GRB without implying too low values of the density or microphysics parameters. But if GRB 050421 was indeed located at $z \sim 0.01$, one would expect to see a candidate host galaxy within one arc minute from the burst and to have detected an associated supernova. Contrary to GRB 980425, GRB 050421 fails to satisfy these two criteria.

3.3.2. An interrupted wind

We finally consider a more exotic situation where the burst progenitor initially had a normal stellar wind with $A_* \sim 1$, but we

suppose that this wind was interrupted more than 1000 years before the explosion, creating a quasi-empty cavity around the star. Because there are no clear justifications for such a peculiar behavior we only briefly address this case. The density in the cavity should not exceed 10^{-5} cm^{-3} to ensure that there will be no afterglow signature before the ejecta hits the inner end of the wind, located at $R_w = 3 v_8 t_3 \text{ pc}$ where v_8 and t_3 are the wind velocity (in units of 10^8 cm s^{-1}) and the time during which it has been inactive (in units of 10^3 years). When the ejecta finally reaches R_w , the wind has expanded to the point that the afterglow remains dimmer than the observational limit (see Fig. 3).

4. Discussion and conclusion

GRB 050421 was a very peculiar burst with no afterglow after an initial steep decay phase that went below the XRT detection limit at a few 10^3 s. This behavior corresponds to what is expected for a naked burst occurring in a very low density environment. We have reconsidered this interpretation in the context of the standard scenario, where the afterglow originates from the forward shock, but also within the alternative model where it is made by the reverse shock.

In the first case the density implied for the external medium is indeed very low. A wind environment with $A_* = 0.01\text{--}1$, which would be typical of a Wolf-Rayet progenitor, is clearly excluded. The limit on the density for a uniform medium somewhat depends on the assumptions for the microphysics parameters ϵ_e and ϵ_B or the efficiency of the prompt mechanism, but always remains very low. For standard values, $\epsilon_e = 0.1$ and $\epsilon_B = 0.01$, we obtain $n < 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$, lower than any reasonable ISM density and closer to a value representative of the IGM. Conversely, imposing a higher density on the burst environment requires a strong reduction of the microphysics parameters, below the values usually found in multiwavelength fits of afterglow data.

The fact that only very few long bursts similar to GRB 050421 have been observed would then be a consequence of the peculiar values required for the burst parameters, i.e. either an extremely low density environment, or very small ϵ_e or ϵ_B . These two conditions might indeed be related if below some threshold in density the transfer of shock-dissipated energy to electrons or/and the magnetic field becomes inefficient. Another possibility would be to suppose that GRB 050421 was a short burst and therefore located at $z > 4\text{--}5$. This could more easily account for the low density environment, but the burst should then have released an energy $\mathcal{E}_\gamma^{\text{iso}}$ exceeding 10^{52} erg (see Table 1) corresponding to the very upper end of the observed range for short GRBs (Berger 2007).

Still within the scenario where the afterglow comes from the forward shock we briefly considered two special cases: in the first one GRB 050421 was a nearby, sub-luminous burst and in the second it was surrounded, at the moment of the explosion, by a quasi-empty cavity created by a wind that was interrupted a few thousands years before the burst. Both can be made compatible with the XRT data but not with the absence of a host galaxy or supernova imprint in the first case, while the second case relies on a very ad hoc assumption that lacks clear justification.

In the alternative reverse shock scenario a long-lasting afterglow emission is produced when a tail of material with low Lorentz factor is present in the ejecta emitted by the central engine. We suggest that in some occasions this tail might be missing, which would simply explain the absence of an afterglow in objects like GRB 050421. Moreover, to ensure that the observed emission ends with the high-latitude emission of the

A&A 534, A104 (2011)

last shocked shell, the radiating electrons must be in the fast-cooling regime, which is possible if the external medium has a high density. The situation is then just the reverse from the one found in the standard scenario: a dense burst environment is favored, as expected if the burst progenitor was a massive star.

Acknowledgements. We thank the anonymous referee for detailed and helpful comments and Paul O'Brien for kindly answering our questions regarding the XRT results. This work is partially supported by the French Space Agency (CNES). R.H.'s PhD work is funded by a Fondation CFM-JP Aguilar grant and Z.L.U. is supported by the grant "Research in Paris 2010/2011" of the City Hall of Paris.

References

- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *ApJ*, 413, 281
 Beloborodov, A. M. 2010, *MNRAS*, 407, 1033
 Berger, E. 2007, *ApJ*, 670, 1254
 Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., et al. 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 165
 Chincarini, G., Moretti, A., Romano, P., et al. 2007, *ApJ*, 671, 1903
 Daigne, F., & Mochkovitch, R. 1998, *MNRAS*, 296, 275
 Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2007, *A&A*, 465, 1
 Drenkhahn, G., & Spruit, H. C. 2002, *A&A*, 391, 1141
 Eldridge, J. J., Genet, F., Daigne, F., et al. 2006, *MNRAS*, 367, 186
 Evans, P. A., Beardmore, A. P., Page, K. L., et al. 2007, *A&A*, 469, 379
 Evans, P. A., Willingale, R., Osborne, J. P., et al. 2010, *A&A*, 519, A102
 Falcone, A. D., Morris, D., Racusin, J., et al. 2007, *ApJ*, 671, 1921
 Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., van Paradijs, J., et al. 1998, *Nature*, 395, 670
 Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., et al. 2004, *ApJ*, 611, 1005
 Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2007, *MNRAS*, 381, 732
 Giannos, D., & Spruit, H. C. 2006, *A&A*, 450, 887
 Godet, O., Page, K. L., Osborne, J. P., et al. 2006, *A&A*, 452, 819
 Kumar, P., & Panaitescu, A. 2000, *ApJ*, 541, L51
 Lazzati, D., Morsony, B. J., & Begelman, M. C. 2009, *ApJ*, 700, L47
 McKinney, J. C., & Uzdensky, D. A. 2011, *MNRAS*, in press
 [arXiv:1011.1904]
 Medvedev, M. V. 2006, *ApJ*, 651, L9
 Nakar, E. 2007, *PhR*, 442, 166
 Nousek, J. A., Kouveliotou, C., Grupe, D., et al. 2006, *ApJ*, 642, 389
 O'Brien, P. T., Willingale, R., Osborne, J., et al. 2006, *ApJ*, 647, 1213
 Panaitescu, A., & Kumar, P. 2000, *ApJ*, 543, 66
 Panaitescu, A., & Kumar, P. 2001a, *ApJ*, 554, 667
 Panaitescu, A., & Kumar, P. 2001b, *ApJ*, 560, L49
 Panaitescu, A., & Kumar, P. 2002, *ApJ*, 571, 779
 Rees, M. J., & Mészáros, P. 2005, *ApJ*, 628, 847
 Roming, P. W. A., Kennedy, T. E., Mason, K. O., et al. 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 95
 Sari, R., & Piran, T. 1999, *ApJ*, 517, L109
 Schady, P., de Pasquale, M., Page, M. J., et al. 2007, *MNRAS*, 380, 1041
 Spruit, H. C., Daigne, F., & Drenkhahn, G. 2001, *A&A*, 369, 694
 Uhm, Z. L., & Beloborodov, A. M. 2007, *ApJ*, 665, L93
 van Marle, A. J., Langer, N., & García-Segura, G. 2005, *A&A*, 444, 837
 Vetere, L., Burrows, D. N., Gehrels, N., et al. 2008, *GAMMA-RAY BURSTS 2007: Proceedings of the Santa Fe Conference*, AIP Conf. Proc., 1000, 191
 Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, 405, 273
 Xiao, L., & Schaefer, B. E. 2011, *ApJ*, 731, 103
 Zhang, B., Liang, E., Page, K. L., et al. 2007, *ApJ*, 655, 989

10.3. GRB 080503 – Comment rallumer la rémanence ?

GRB 080503 est le second cas de sursaut particulier, pour lequel nous avons fait une modélisation détaillée de la rémanence. Il s'agit cette fois d'un sursaut court avec émission étendue (voir figure 1.13). L'émission se décompose en deux phases :

- le *spike* initial qui dure $\simeq 0.3$ s, avec une dureté compatible avec celle des sursauts courts « classiques » (i.e. sans émission étendue).
- l'émission étendue qui dure environ 150 s et est plus molle que le *spike*.

D'autres cas de sursauts avec émission étendue ont été détectés, mais GRB 080503 fait partie des cas les plus extrêmes avec un rapport de fluence (dans la bande de BAT, instrument gamma de *Swift*) entre les deux phases $S_{ee}/S_{spike} \gtrsim 30$, où S_{ee} et S_{spike} sont respectivement les fluences de l'émission étendue et du *spike*.

L'émission étendue est suivie d'une phase d'*early steep decay* en X, qui décroît sur 6 décades en flux jusqu'à franchir la limite de détection, entre 0.01 et 0.1 jour. L'*early steep decay* peut une nouvelle fois être interprétée comme l'émission de haute latitude de la phase *prompte*, et l'émission rémanente (si elle existe) doit donc être initialement très faible. On retrouve une évolution similaire à celle de GRB 050421. Cependant si l'on place GRB 080503 dans la classe des sursauts courts, un tel comportement est moins surprenant puisque la rémanence des sursauts courts est en moyenne plus faible – faiblesse qui pourrait s'expliquer par le fait que les sursauts courts soient associés à des jets relativistes moins énergétiques, se produisant dans des environnements peu denses.

La véritable particularité de GRB 080503 (dont le *redshift* n'a pas pu être mesuré) réside dans le fait que le flux se rallume un jour après le sursaut, et reste détecté pendant 5 jours, à la fois dans les domaines X et optique. Dans l'étude présentée dans **Pub. VII**, nous considérons, dans le cadre des modèles du choc avant ou du choc en retour, deux scénarios prometteurs (déjà discutés brièvement par Perley et al. (2009) dans le cas du choc avant) :

- un scénario de choc rafraîchi où une partie lente de l'éjecta rattrape le reste de l'écoulement déjà en décélération.
- la rencontre de l'éjecta avec un grumeau de surdensité dans le milieu extérieur.

10.3.1. Hypothèses sur la structure de l'éjecta

Les deux phases composant l'émission *prompte* étant de nature bien distincte, il est légitime de s'attendre à ce qu'elles soient produites par deux parties de l'éjecta aux propriétés également bien distinctes. Dans la suite de l'étude on suppose donc que l'éjecta se compose d'une partie rapide (de facteur de Lorentz Γ_{spike}) responsable du *spike* suivie d'une partie plus lente (de facteur de Lorentz $\Gamma_{ee} < \Gamma_{spike}$) responsable de l'émission étendue. Dans le scénario de coalescence d'étoiles à neutrons pour les sursauts courts, le premier épisode pourrait correspondre à l'accrétion du disque formé par l'essentiel de la matière qui ne s'est pas directement effondrée en trou noir. Le second épisode pourrait correspondre à l'accrétion de matière initialement éjectée à grande distance lors de la coalescence mais qui finit par retomber sur le trou noir (Rosswog 2007; Troja et al. 2008). L'énergie cinétique contenue dans les deux parties de l'éjecta peut être estimée en supposant que le *redshift* de l'événement est $z = 0.5$ (valeur typique pour un sursaut court) et en adoptant comme efficacité typique de la phase *prompte* $\eta_\gamma \simeq 0.1$.

10.3.2. Scénario du choc rafraîchi

Dans le cas d'un scénario de choc rafraîchi l'éjecta responsable de l'émission étendue finit par rattraper l'éjecta ayant produit le *spike*, une fois que celui-ci a commencé à freiner. Il est possible de reproduire GRB 080503 avec des paramètres raisonnables aussi bien avec le choc avant qu'avec le choc en retour (voir figure 10.2 et **Pub. VII**). Pour une densité de milieu extérieur $n \simeq 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, il faut que la partie lente de l'éjecta (responsable de l'émission étendue) ait un facteur de Lorentz $\Gamma_{ee} \simeq 20$ pour que le rallumage ait lieu aux alentours d'un jour, en accord avec les observations.

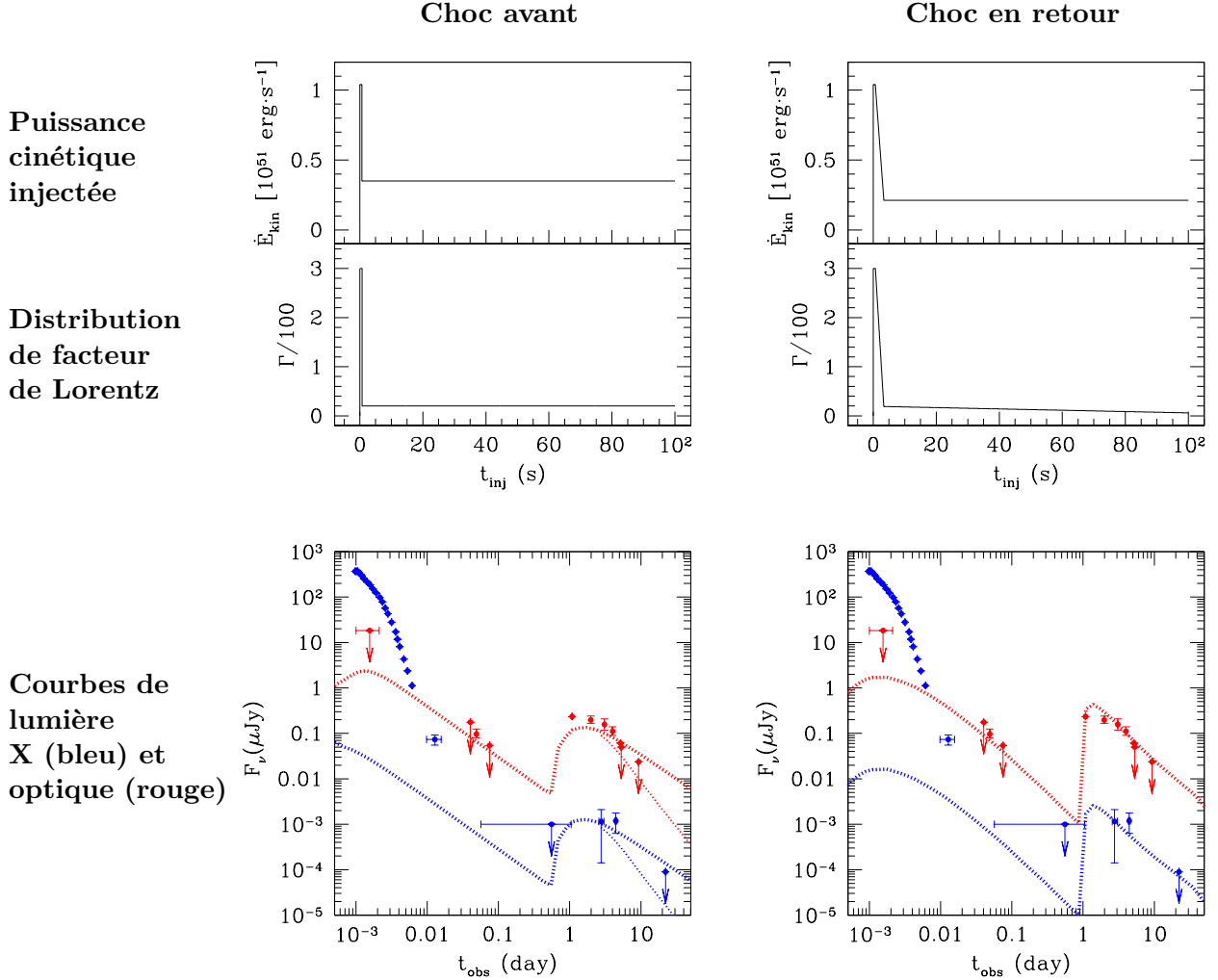


FIGURE 10.2.: **Modélisation de GRB 080503 : scénario de choc rafraîchi.** Exemples de sursauts synthétiques dont les rémanences (en pointillés) ajustent bien les données X (bleu) et optiques (rouge), dans les modèles du choc avant et du en retour. Le *redshift* adopté pour le calcul des courbes de lumière vaut $z = 0.5$. Le milieu extérieur est supposé uniforme, de densité $n = 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$. Les paramètres adoptés pour la microphysique du choc avant (resp. choc en retour) sont $\epsilon_{e,fs} = \epsilon_{B,fs}^{1/2} = 0.05$ (resp. 0.16) et $p = 2.5$ (resp. 2.5). Pour le cas choc avant, la courbe en pointillés fins est obtenue en supposant que l'écoulement est collimaté dans un cône de demi-ouverture $\theta_j = 3.4^\circ$. Ainsi la décroissance temporelle après le rallumage est plus rapide (évolution *post-jet-break*, voir §3.6.3), en meilleur accord avec les observations (limites supérieures). Pour le cas du choc en retour, cette hypothèse additionnelle n'est pas nécessaire.

10.3.3. Rencontre avec un grumeau de surdensité

Pour tester le scénario où l'éjecta rencontre un grumeau de surdensité dans le milieu extérieur (par exemple un nuage HI), il devient crucial d'utiliser la méthode de suivi individuel de chaque couche élémentaire choquée que j'ai développée et présentée au §3.5.7. On modélise le grumeau par un milieu extérieur dont la densité reste constante ($n \simeq 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) jusqu'à une distance de 0.55 pc, à partir de laquelle la densité augmente jusqu'à $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ sur une distance de 0.32 pc – la suite de la structure du milieu extérieur a alors peu d'importance puisque les simulations s'arrêtent avant que l'éjecta n'ait pu traverser entièrement le grumeau. La position et le contraste de densité du grumeau sont ajustées pour que la rémanence se rallume à la date observée.

— Cas du choc avant —

Dans le cadre du modèle du choc avant [Nakar & Granot \(2007\)](#) ont montré qu'un tel scénario ne peut expliquer une augmentation importante du flux de la rémanence. La courbe de lumière du choc avant réagit très peu à la surdensité. Nos simulations confirment ces résultats : voir la figure 3 (panneau du milieu) de **Pub. VII**. Le choc avant est fortement décéléré par le grumeau de surdensité, mais l'évolution des conditions physique du choc se compensent de telle sorte que le flux émis ne dévie que très peu de son comportement asymptotique « standard ».

En revanche si les paramètres de microphysique $\epsilon_{e,fs}$ et $\epsilon_{b,fs}$ sont autorisés à varier, il devient alors très simple de reproduire le rallumage observé en X et en optique en augmentant l'efficacité radiative du choc avant (voir la figure 4 de **Pub. VII**). Cette augmentation d'efficacité radiative pourrait justement être déclenchée par l'augmentation de densité du milieu extérieur. Nous sommes une fois de plus limités par notre compréhension très incomplète des processus d'accélération de particules dans les chocs relativistes non collisionnels. Cette hypothèse reste donc très spéculative.

— Cas du choc en retour —

Dans le cadre du modèle du choc en retour, l'effet du grumeau de surdensité sur le flux de la rémanence est plus important mais reste encore trop limité pour atteindre le niveau des observations. Ce résultat est particulièrement vrai lorsque l'on utilise le modèle avec suivi individuel des couches élémentaires choquées, a priori la méthode la plus réaliste (voir la figure 3 **Pub. VII**).

Une nouvelle fois, une augmentation des paramètres de microphysique (hypothèse difficile à justifier) permettrait de combler l'écart de flux restant entre les prédictions et les données.

10.4. **Pub. VII** : On the origin of the late rebrightening in GRB 080503, R. Hascoët, F. Daigne and R. Mochkovitch, *A&A*, 541, 88 (2012)

A&A 541, A88 (2012)
 DOI: [10.1051/0004-6361/201118722](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118722)
 © ESO 2012

**Astronomy
&
Astrophysics**

The origin of the late rebrightening in GRB 080503

R. Hascoët, F. Daigne^{*}, and R. Mochkovitch

UPMC-CNRS, UMR 7095, Institut d'Astrophysique de Paris, 75014 Paris, France
 e-mail: [hascoet;daigne;mochko]@iap.fr

Received 22 December 2011 / Accepted 8 March 2012

ABSTRACT

Context. GRB 080503, detected by *Swift*, belongs to the class of bursts whose prompt phase consists of an initial short spike followed by a longer soft tail. It did not show any transition to a regular afterglow at the end of the prompt emission but exhibited a surprising rebrightening after one day.

Aims. We aim to explain this rebrightening with two different scenarios – refreshed shocks or a density clump in the circumburst medium – and two models for the origin of the afterglow, the standard one where it comes from the forward shock, and an alternative one where it results from a long-lived reverse shock.

Methods. We computed afterglow light curves either using a single-zone approximation for the shocked region or a detailed multi-zone method that more accurately accounts for the compression of the material.

Results. We find that in several of the considered cases the detailed model must be used to obtain a reliable description of the shock dynamics. The density clump scenario is not favored. We confirm previous results that the presence of the clump has little effect on the forward shock emission, except if the microphysics parameters evolve when the shock enters the clump. Moreover, we find that the rebrightening from the reverse shock is also too weak when it is calculated with the multi-zone method. On the other hand, in the refreshed-shock scenario both the forward and reverse shock models provide satisfactory fits of the data under some additional conditions on the distribution of the Lorentz factor in the ejecta and the beaming angle of the relativistic outflow.

Key words. gamma-ray burst: general – gamma-ray burst: individual: GRB 080503 – shock waves – radiation mechanisms: non-thermal

1. Introduction

Short bursts with a duration of less than 2 s represent about 25% of the BATSE sample (Kouveliotou et al. 1993) but had to wait until 2005 (i.e. eight years after long bursts) to enter the afterglow era (Gehrels et al. 2005; Fox et al. 2005; Hjorth et al. 2005; Berger et al. 2005). This is due to two reasons: (i) short bursts tend to emit less photons because of harder spectra and lower fluences (Kouveliotou et al. 1993), which makes their localization more difficult; (ii) they have fainter afterglows, which are harder to detect. Following the discovery of the first afterglows, it appeared that the nature of the host galaxy, the location of the afterglow, and the absence of a supernova imprint in the visible light curve (even when the host is located at a redshift below 0.5) were indicative of progenitors that were different from those of long bursts (Gehrels et al. 2005; Fox et al. 2005; Soderberg et al. 2006). Several short bursts are clearly associated to elliptical galaxies (Bloom & Prochaska 2006; Berger 2009) while others with accurate positions appear to have no coincident hosts, which clearly excludes progenitors belonging to the young population and favors merger scenarios involving compact objects (Narayan et al. 1992; Mochkovitch et al. 1993; Ruffert & Janka 1999; Belczynski et al. 2006).

About 40% of the short bursts have no detectable afterglows after about 1000 s while the other 60% (Sakamoto & Gehrels 2009) have long-lasting afterglows comparable to those of long bursts (see the review on short bursts by Nakar 2007, and references therein). If short bursts indeed result from the merging of two compact objects, the kick received when the black hole

or neutron star components formed in past supernova explosions (Hobbs et al. 2005; Belczynski et al. 2006) can allow the system to reach the low-density outskirts of the host galaxy (or even to leave the galaxy) before coalescence occurs. This can naturally explain why some afterglows are so dim or have no coincident host (the observational data presented in Troja et al. (2008), show that the galactocentric offset of short bursts is on average much larger than for long bursts).

The direct and simple connection between duration and progenitor class became fuzzier when it was found that in some bursts an initial short duration spike is followed by a soft tail lasting several tens of seconds (Barthelmy et al. 2005; Villasenor et al. 2005; Norris & Bonnell 2006). It was then suggested (Zhang 2006; Gehrels et al. 2006) to introduce a new terminology that would distinguish type-I bursts resulting from mergers and type-II events coming from collapsars. In the absence of a detected afterglow that can help to relate the burst to either the old or young stellar population, a vanishing spectral lag (for both the spike and the extended emission) has been proposed as an indicator for a type-I identification (Gehrels et al. 2006).

GRB 080503 belongs to the class of short bursts with extended emission. The extended emission ended with a steep decay that was not immediately followed by a standard afterglow component. A peculiar feature in GRB 080503 is that after remaining undetected for about one day, it showed a spectacular rebrightening (both in X-rays and the visible), which could be followed for five days in the visible. Perley et al. (2009) described in great detail the multi-wavelength data they collected for this event and discussed different possibilities that could account for the late rebrightening: (i) a delayed rise of the

^{*} Institut Universitaire de France.

A&A 541, A88 (2012)

afterglow due to an extremely low density of the surrounding medium; (ii) the presence of a density clump in the burst environment; (iii) an off-axis jet that becomes visible when relativistic beaming has been reduced by deceleration (see e.g. Granot et al. 2002); (iv) a refreshed shock, when a slower part of the ejecta catches up with the shock, again as a result of deceleration (see e.g. Sari & Mészáros 2000); and finally (v) a “mini-supernova” from a small amount of ejected material powered by the decay of ^{56}Ni (Li & Paczyński 1998).

Case (i) imposes an external density below 10^{-6} cm^{-3} , which seems unreasonably low; case (iii) implies a double-jet structure (Granot 2005) with one on-axis component producing the prompt emission but no visible afterglow (which can be possible only if the prompt phase has a very high efficiency) and the other one (off-axis) producing the delayed afterglow; case (v) can account for the rebrightening in the visible, but not in X-rays.

We therefore reconsider in this work the two most promising cases (ii) and (iv) in the context of the standard model where the afterglow is produced by the forward shock (Mészáros & Rees 1997; Sari et al. 1998) but also in the alternative one where it comes from a long-lived reverse shock (Genet et al. 2007; Uhm & Beloborodov 2007). The paper is organized as follows. We briefly summarize the observational data in Sect. 2 and list in Sect. 3 possible sources for the initial spike and extended emission. We constrain in Sect. 4 the energy released in these two components and discuss in Sect. 5 different ways to explain the rebrightening with a special emphasis on cases (ii) and (iv) above. Finally Sect. 6 is our conclusion.

2. Short summary of the observational data

2.1. Prompt emission

The *Swift*-BAT light-curve of GRB 080503 consists of a short bright initial spike followed by a soft extended emission of respective durations $t_{90,\text{spike}} = 0.32 \pm 0.07 \text{ s}$ and $t_{90,\text{ee}} = 170 \pm 40 \text{ s}$ (Mao et al. 2008; Perley et al. 2009). The fluence of the extended emission from 5 to 140 s and between 15 and 150 keV was $S_{\text{ee}}^{15-150} = (1.86 \pm 0.14) \times 10^{-6} \text{ erg cm}^{-2}$ while the fluence of the spike $S_{\text{spike}}^{15-150}$ was 30 times lower. The spectra of both the spike and the extended emission were fitted by single power-laws with respective photon indices 1.59 ± 0.28 and 1.91 ± 0.12 . The position of the initial spike in the duration-hardness diagram and the absence of any significant spectral lag (together with the absence of a candidate host galaxy directly at the burst location) make it consistent with a short (type I) burst classification, resulting from the merging of two compact objects. No spectral lag analysis could be performed on the extended emission, which was weaker and softer than the spike.

2.2. Afterglow emission

The afterglow of GRB 080503 was very peculiar. The prompt extended emission ended in X-rays with a steep decay phase of temporal index $\alpha = 2-4$ ($F(t) \propto t^{-\alpha}$), which is common to most long and short bursts. This decay did not show any transition to a “regular afterglow” and went below the detection limit in less than one hour. This behavior has been observed in about 40% of the short burst population (Sakamoto & Gehrels 2009) but in GRB 080503 it covered nearly six orders of magnitude. In the visible, except for a single Gemini *g* band detection at 0.05 day, the afterglow remained undetected until it exhibited a surprising late rebrightening (both in X-rays and the visible) starting at

about one day after trigger. Following the peak of the rebrightening, the available optical data points (extending up to five days) and subsequent upper limits show a steep decay of temporal index $\alpha \sim 2$ (Perley et al. 2009).

3. Origin of the different emission components

The different temporal and spectral properties of the prompt initial spike and extended emission indicate that they are produced by distinct parts of the outflow, possibly even with different dissipation or radiative mechanisms. The temporal structure of the extended emission, showing a short time-scale variability (with $t_{\text{var}} \lesssim 1 \text{ s}$), excludes the possibility of any conventional afterglow origin. Models of the central engine have been proposed, which are able to produce a relativistic outflow made of two distinct components with kinetic powers and temporal properties similar to what is seen in short GRBs with extended emission. For example, in compact binary progenitors, the extended emission could be caused by the fallback of material, following coalescence (Rosswog 2007; Troja et al. 2008). For a magnetar progenitor, Metzger et al. (2008) suggested that the initial spike is produced by accretion onto the protomagnetar from a small disk, while the extended emission comes from rotational energy extracted on a longer time scale. Finally, Barkov & Pozanenko (2011) recently described a two-component jet model that could explain short GRBs both with and without extended emission, where a wide, short-lived jet is powered by $\nu\bar{\nu}$ annihilation and a narrow, long-lived one by the Blandford-Znajek mechanism.

For the rest of this study it will be assumed that the outflow in GRB 080503 consisted of two main sub-components, responsible for the initial spike and the extended emission, respectively, and that the afterglow emission is associated to the interaction of this structured outflow with the circumburst medium. The energy content of each component can be estimated from the observed fluences (Sect. 4). For the refreshed-shock scenario (see Sect. 5.2 below) their typical Lorentz factors are somewhat constrained by the time of the rebrightening for a given value of the external density.

4. Kinetic energy of the outflow

To obtain the kinetic energy carried by the different parts of the outflow, one should start estimating the correction factor between the 15–150 keV and bolometric fluences $C^{\text{bol}} = S^{\text{bol}}/S^{15-150}$ for both components. Unfortunately, the shape of the spectrum is poorly constrained so that we will simply assume that $2 < C^{\text{bol}} < 4$. This is the range obtained with the simplifying assumption that the spectrum can be represented by a broken power-law of low and high-energy photon indices $\alpha = -1.5$, $\beta = -2.5$, and peak energy between 20 and 300 keV (with $C^{\text{bol}} \sim 2-2.5$ for E_p between 20 and 100 keV and rising to 4 at $E_p = 300 \text{ keV}$). From the fluence, we can express the total isotropic energy release in gamma-rays as a function of redshift

$$\mathcal{E}_{\gamma,\text{iso}} = \frac{4\pi D_L^2(z) S^{\text{bol}}}{1+z}, \quad (1)$$

where $D_L(z)$ is the luminosity distance. To finally obtain the kinetic energy, one has to assume a radiative efficiency f_{rad} , defined as the fraction of the initial kinetic energy of the flow eventually converted to gamma-rays. The remaining energy at the end of the prompt phase is then given by

$$\mathcal{E}_{\text{K,iso}} = \frac{1-f_{\text{rad}}}{f_{\text{rad}}} \mathcal{E}_{\gamma,\text{iso}}. \quad (2)$$

R. Hascoët et al.: The origin of the late rebrightening in GRB 080503

We adopted $f_{\text{rad}} \approx 0.1$ as a typical value. It could be lower for internal shocks (Rees & Meszaros 1994; Daigne & Mochkovitch 1998) or higher for magnetic reconnection (Spruit et al. 2001; Drenkhahn & Spruit 2002; Giannios & Spruit 2006; McKinney & Uzdensky 2012) or modified photospheric emission (Rees & Mészáros 2005; Beloborodov 2010). We did not consider scenarios where the radiative efficiency would be very different for the spike and extended emission even if this possibility cannot be excluded a priori. Because the redshift of GRB 080503 is not known, we adopted $z = 0.5$ as a “typical” value for a type-I burst. This yields $\mathcal{E}_{\text{K,iso}} \approx C_{\text{ee}}^{\text{bol}} \times 1.1 \times 10^{52}$ erg and $C_{\text{spike}}^{\text{bol}} \times 3 \times 10^{50}$ erg for the extended emission and spike. The dominant uncertainties on these energies clearly come from the unknown radiative efficiency and distance of the burst. We briefly discuss below how our results are affected when assuming a different redshift or a different radiative efficiency.

5. Modeling the afterglow of GRB 080503

5.1. Forward and long-lived reverse shocks

We considered two different mechanisms that can explain GRB afterglows. The first one corresponds to the standard picture where the afterglow results from the forward shock propagating in the external medium, following the initial energy deposition by the central engine (Sari et al. 1998). The second one was proposed by Genet et al. (2007) and Uhm & Beloborodov (2007) to account for some of the unexpected features revealed by *Swift* observations of the early afterglow. It considers that the forward shock is still present but radiatively inefficient and that the emission comes from the reverse shock that sweeps back into the ejecta as it is decelerated. The reverse shock is long-lived because it is supposed that the ejecta contains a tail of material with low Lorentz factor (possibly going down to $\Gamma = 1$).

We performed the afterglow simulations using two different methods to model the shocked material. In the first one it is represented by one single zone as in Sari et al. (1998): the physical conditions just behind the shock are applied to the whole shocked material. At any given time, all shocked electrons are considered as a single population, injected at the shock with a power-law energy distribution. Then the corresponding synchrotron spectrum can be calculated, taking into account the effect of electron cooling over a dynamical timescale. The second method is more accurate, considering separately the evolution of each elementary shocked shell (Beloborodov 2005) except for the pressure, which is uniform throughout the whole shocked ejecta. The electron population (power-law distribution) and magnetic field of each newly shocked shell are computed taking into account the corresponding shock physical conditions and microphysics parameters. Then each electron population is followed individually during the whole evolution, starting from the moment of injection, and taking into account radiative and adiabatic cooling. The evolution of the magnetic field – assuming that the toroidal component is dominant – is estimated using the flux conservation condition. Furthermore, it was checked that the magnetic energy density never exceeds equipartition.

Finally, we made a few more assumptions to somewhat restrict the parameter space of the study. We adopted a uniform external medium of low density because GRB 080503 was probably a type-I burst, resulting from the coalescence of two compact objects in a binary system at the periphery of its host galaxy. We also assumed that the redistribution microphysics parameters ϵ_e and ϵ_B – respectively the fraction of the shock dissipated energy that is injected in the population of accelerated relativistic

electrons (power-law distribution with a slope $-p$) and in the amplified magnetic field – follow the prescription $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2}$, which results from the acceleration process of electrons moving toward current filaments in the shocked material (Medvedev 2006). This assumption simplifies the discussion but is not critical for the general conclusions of our study.

We did not try to fit the initial steep decay in X-rays because it is generally interpreted as the high-latitude emission ending the prompt phase and not as a true afterglow component. In that respect, it is not clear if the optical data point at ~ 0.05 day should be associated to the high-latitude emission or already belongs to the afterglow. We assumed that it is of afterglow origin (the most constraining option) and imposed that the simulated light curve goes through it. This leads to some specific consequences, mainly for the reverse shock model (see discussion in Sect. 5.2.2).

5.2. Refreshed shocks

One way to explain the late rebrightening is to consider that the forward or reverse shocks have been refreshed by a late supply of energy (Rees & Meszaros 1998; Sari & Mészáros 2000). This is possible if the initial short duration spike in the burst profile was produced by a “fast” relativistic outflow (of Lorentz factor Γ_{spike}) while the extended emission came from “slower” material with $\Gamma_{\text{ee}} < \Gamma_{\text{spike}}$. Then, at early times, only the fast part of the flow is decelerated and contributes to the afterglow. When the slower part is finally able to catch up, energy is added to the shocks and the emission is rebrightened.

5.2.1. Forward shock model

In the standard forward shock model the lack of any detectable afterglow component before one day imposes severe constraints on either the density of the external medium or the values of the microphysics parameters. Fixing ϵ_e and ϵ_B to the commonly used values 0.1 and 0.01 implies to take $n \lesssim 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$ (Perley et al. 2009). This very low density would likely correspond to the intergalactic medium, which might be consistent with the absence of a candidate host galaxy down to a visual magnitude of 28.5. We preferred to adopt a less extreme value $n = 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, more typical of the interstellar medium at the outskirts of a galaxy (see e.g. Steidel et al. 2010). Then, decreasing the microphysics parameters to $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2} = 0.05$ becomes necessary to remain consistent with the data.

To obtain a rebrightening at one day we adopted $\Gamma_{\text{ee}} = 20$ and $\Gamma_{\text{spike}} = 300$. The outflow lasts for a total duration of 100 s (1 s for the spike and 99 s for the tail). We injected a kinetic energy $E_{\text{kin}} = 7 \times 10^{50}$ erg in the spike and 50 times more in the tail. It can be seen that the results, shown in Fig. 1, are consistent with the available data and upper limits except possibly after the peak of the rebrightening where the decline of the synthetic light curve is not steep enough. This can be corrected if a jet break occurs close to the peak, which is possible if the jet opening angle θ_{jet} is on the order of $1/\Gamma_{\text{ee}} \approx 0.05$ rad. This beaming angle is somewhat smaller than the values usually inferred from observations of short burst afterglows (see e.g. Burrows et al. 2006; Grupe et al. 2006) or suggested by simulations of compact binary mergers (see e.g. Rosswog & Ramirez-Ruiz 2002).

An example of a light curve with a jet break is shown in Fig. 1, assuming that the jet has an opening angle of 3.4° (0.06 rad) and is seen on-axis. A detailed study of the jet-break properties is beyond the scope of this paper and we therefore did

A&A 541, A88 (2012)

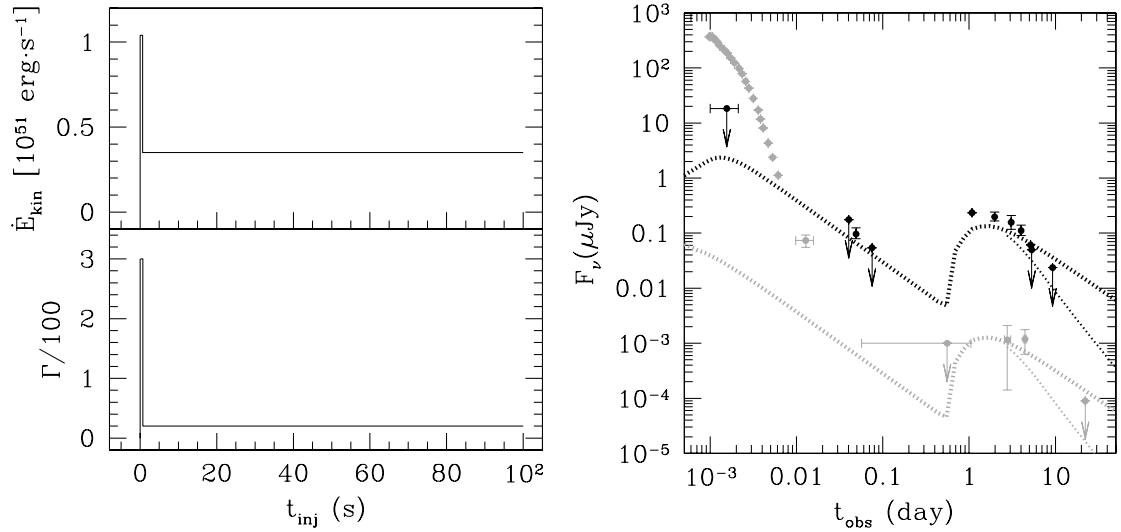


Fig. 1. Refreshed shocks: forward shock model. *Left panel:* initial distribution of the Lorentz factor (lower part) and kinetic power (upper part) in the flow as a function of injection time t_{inj} . *Right panel:* synthetic light curves at 2 eV (black, dotted line) and 10 keV (gray, dotted line) compared to the data from Perley et al. (2009). The kinetic energies injected in the spike and extended emission components are $E_{\text{kin}}^{\text{spike}} = 7 \times 10^{50}$ erg and $E_{\text{kin}}^{\text{ee}} = 50 E_{\text{kin}}^{\text{spike}}$. We adopt $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2} = 5 \times 10^{-2}$, $p = 2.5$ in the shocked external medium together with $n = 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ and $z = 0.5$. The steeper thin lines at late times correspond to a conical jet (seen on-axis) of opening angle $\theta_{\text{jet}} = 0.06$ rad.

not consider the case of an off-axis observer and neglected the lateral spreading of the jet, expected to become important when $\Gamma \lesssim 1/\theta_{\text{jet}}$. Detailed hydrodynamical studies (see e.g. Granot 2007; Zhang & MacFadyen 2009; van Eerten & MacFadyen 2011; Lyutikov 2012) tend to show, however, that as long as the outflow remains relativistic, the jet-break is more caused by the “missing” sideways emitting material than by jet angular spreading.

We finally checked how our results are affected if different model parameters are adopted. If the density n of the external medium is increased or decreased, similar light curves can be obtained by changing the Lorentz factors (to still achieve the rebrightening at one day) and the microphysics parameters (to recover the observed flux). For example, increasing the density to $n = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ requires $\Gamma_{\text{ee}} \approx 10$ (keeping $\Gamma_{\text{spike}} = 300$) and $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2} = 0.02$. Conversely, with $n = 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$, $\Gamma_{\text{ee}} \approx 35$ and $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2} = 0.08$ are needed.

If the kinetic energy of the outflow is increased (resp. decreased) because the radiative efficiency f_{rad} is lower (resp. higher) or the redshift higher (resp. lower), light curves agreeing with the data can again be obtained by increasing (resp. decreasing) Γ_{ee} and decreasing (resp. increasing) $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2}$. Also note that the spread of the Lorentz factor $\delta\Gamma_{\text{ee}}$ around Γ_{ee} at the end of the prompt phase has to be limited to ensure that the slower material is able to catch up in a sufficiently short time to produce an effective rebrightening. In the case shown in Fig. 1 we have $\delta\Gamma_{\text{ee}}/\Gamma_{\text{ee}} = 0$ but we have checked from the numerical simulation that acceptable solutions can be obtained as long as $\delta\Gamma_{\text{ee}}/\Gamma_{\text{ee}} \lesssim 0.2$. This configuration is for example naturally expected after an internal shock phase where fast and slow parts of the flow collide, resulting in a shocked region with a nearly uniform Lorentz factor distribution (see e.g. Daigne & Mochkovitch 2000).

5.2.2. Long-lived reverse shock model

If the afterglow is produced by the reverse shock, similar good fits of the data can be obtained. Figure 2 shows an example of synthetic light curves for $E_{\text{kin}}^{\text{spike}} = 7 \times 10^{50}$ erg and $E_{\text{kin}}^{\text{ee}} = 30 E_{\text{kin}}^{\text{spike}}$, $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2} = 0.16$, $p = 2.5$ in the shocked ejecta and $n = 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$. The microphysics parameters have to be higher than in the forward shock case because the reverse shock is dynamically less efficient, which requires a higher radiative efficiency to obtain the same observed fluxes. The Lorentz factor distribution in the ejecta is also slightly different to guarantee that the light curve (i) goes through the optical point at 0.05 day and (ii) decays steeply after the peak. No jet break has to be invoked here because the decay rate (in contrast to what happens in the forward shock model) depends on the distribution of energy as a function of the Lorentz factor in the ejecta.

Again, if the external density and kinetic energy of the flow are varied, satisfactory fits of the data can be recovered by slightly adjusting the Lorentz factor and microphysics parameters.

5.3. Density clump in the external medium

We now investigate the possibility that the rebrightening is caused by the encounter of the decelerating ejecta with a density clump in the external medium. For illustration, we adopted a simple distribution of the Lorentz factor that linearly decreases with injection time from 300 to 2 so that, in the absence of the density clump, afterglow light curves from either the forward or reverse shocks would be smooth and regular (we have checked that the exact shape of the low Lorentz factor tail is not crucial in this scenario). To model the clump, we assumed that the circumburst medium is uniform (with $n = 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) up to $1.7 \times 10^{18} \text{ cm}$ (0.55 pc) and that the density then rises linearly

R. Hascoët et al.: The origin of the late rebrightening in GRB 080503

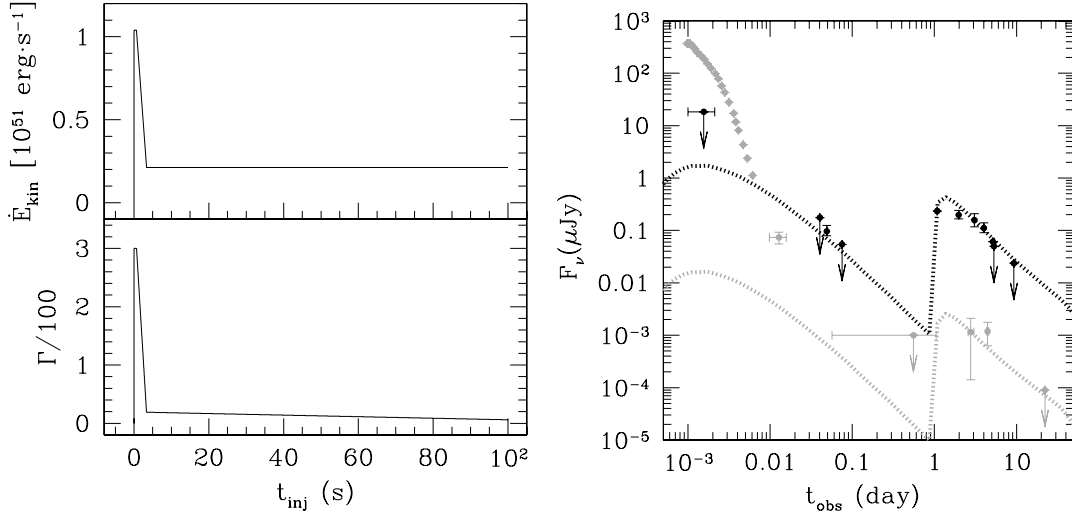


Fig. 2. Refreshed shocks: long-lived reverse shock model. *Left panel:* initial distribution of the Lorentz factor (*lower part*) and kinetic power (*upper part*) in the flow as a function of injection time t_{inj} . *Right panel:* synthetic light-curves at 2 eV (black, dotted line) and 10 keV (grey, dotted line) together with the data. The kinetic energies in the spike and extended emission components are $E_{\text{kin}}^{\text{spike}} = 7 \times 10^{50}$ erg and $E_{\text{kin}}^{\text{ee}} = 30 E_{\text{kin}}^{\text{spike}}$. The density of the external medium, redshift and slope p of the electron distribution are the same as in Fig. 1. The adopted microphysics parameters are $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2} = 0.16$ in the shocked ejecta.

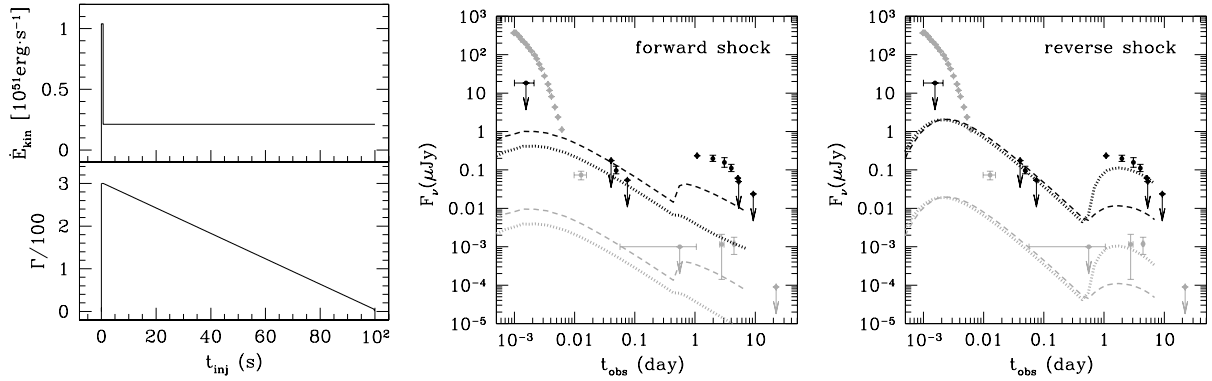


Fig. 3. Density clump: forward and long-lived reverse shock models. *Left panel:* initial distribution of the Lorentz factor (*lower part*) and kinetic power (*upper part*) in the flow as a function of injection time t_{inj} . *Middle and right panels:* synthetic light-curves at 2 eV (black) and 10 keV (grey) for the forward and reverse shocks, using either the simple one-zone (dotted lines) or the detailed multi-zone (dashed lines) model. The kinetic energies in the spike and extended emission components are $E_{\text{kin}}^{\text{spike}} = 7 \times 10^{50}$ erg and $E_{\text{kin}}^{\text{ee}} = 30 E_{\text{kin}}^{\text{spike}}$. The adopted microphysics parameters are $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2} = 10^{-2}$ (forward shock, middle panel) and $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2} = 0.07$ (reverse shock, right panel). See text for the prescription adopted for the density clump.

to $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ over a distance of 10^{18} cm (0.32 pc). The ejecta is strongly decelerated after entering the high-density region and we find that the forward shock is still inside the clump at the end of the calculation (at $t_{\text{obs}} = 8$ days).

5.3.1. Forward shock model

As Nakar & Granot (2007) showed by coupling their hydrodynamical calculation to a detailed radiative code, a density clump in the external medium has little effect on the forward shock emission. Therefore a clump cannot produce the rebrightening in GRB 080503. In the simple case where the shocked medium is represented by a single zone, the effect of the clump is barely visible. With the detailed multi-zone model a stronger rebrightening is found, because the effects of the compression resulting from the deceleration of the flow are better described, but even

in this case the calculated flux remains nearly one order of magnitude below the data.

Figure 3 illustrates these results and confirms that the forward shock emission does not strongly react to the density clump. Even if, from an hydrodynamical point of view, the forward shock is sensitive to the clump, the observed synchrotron emission is only moderately affected because the increase in upstream density is nearly counterbalanced by the decrease of Lorentz factor in the shocked material. Of course, spectral effects complicate the picture, but the essence of the result remains the same (see Nakar & Granot 2007 for details).

5.3.2. Possible evolution of the microphysics parameters

In view of the many uncertainties in the physics of collisionless shocks it is often assumed for simplicity, as we did so far, that

A&A 541, A88 (2012)

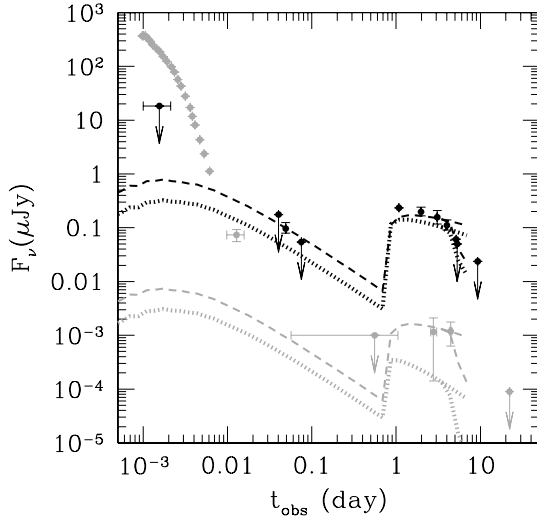


Fig. 4. Density clump: forward shock model with varying microphysics parameters. Synthetic light-curves at 2 eV (black) and 10 keV (grey) when the microphysics parameters of the forward shock are changed at the density clump: ϵ_e is increased by a factor 5 from an initial value of 10^{-2} , keeping the prescription $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2}$. The Lorentz factor, injected kinetic power in the outflow, and the density distribution in the external medium are the same as in Fig. 3. The dotted and dashed lines correspond to the single and multi-zone models for the shocked region. The same simulations with the addition of a jet-break (assuming $\theta_{\text{jet}} = 0.08$ rd) are also shown.

the microphysics redistribution parameters ϵ_e and ϵ_B stay constant during the whole afterglow evolution. However, particle-in-cell simulations of acceleration in collisionless shocks (see e.g. Sironi & Spitkovsky 2011) do not show any evidence of universal values of the parameters. If ϵ_e or/and ϵ_B are allowed to change during afterglow evolution, the problem of the forward shock encountering a density clump can be reconsidered, now with the possibility of a sudden increase of radiative efficiency triggered by the jump in external density.

Figure 4 shows the resulting light curves when the microphysics parameters ϵ_e and ϵ_B of the forward shock are increased at the density clump. If the prescription $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2}$ is maintained, no satisfactory solution can be found in the simple model where the shocked medium is represented by one single zone. In this case, the optical frequency lies between the injection and cooling frequencies ($\nu_i < \nu_{\text{opt}} < \nu_c$) while the X-ray frequency satisfies $\nu_X > \nu_c$ so that the visible and X-ray flux densities depend on the microphysics parameters in the following way (Panaitescu & Kumar 2000)

$$f_{\nu, \text{opt}} \propto \epsilon_e^{p-1} \epsilon_B^{\frac{p+1}{4}} \text{ and } f_{\nu, X} \propto \epsilon_e^{p-1} \epsilon_B^{\frac{p-2}{4}}. \quad (3)$$

With the prescription $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2}$ we obtain $f_{\nu, \text{opt}} \propto \epsilon_e^{\frac{3p-1}{2}}$ and $f_{\nu, X} \propto \epsilon_e^{\frac{3p-4}{2}}$. The optical flux is therefore much more sensitive than the X-ray flux to a change of the microphysics parameters and a simultaneous fit of the data in both energy bands is not possible. A simple solution to this problem is to change ϵ_e alone, keeping ϵ_B constant. In this case, increasing ϵ_e by a factor of 25 (from 0.01 to 0.25) is required to reproduce the rebrightening in both the X-ray and visible ranges.

In the more detailed model with a multi-zone shocked region, the situation is different. In the shells that contribute most

to the emission, we find that both ν_{opt} and ν_X are larger than ν_c and therefore $f_{\nu, \text{opt}}$ and $f_{\nu, X}$ depend in the same way on the microphysics parameters. It is then possible to achieve a satisfactory solution (dashed lines in Fig. 4) that keeps the prescription $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2}$ (with ϵ_e increased by a factor 5). As in Sect. 5.2.1 we introduce a jet break (now assuming $\theta_{\text{jet}} = 0.08$ rd) to account for the decay of the optical flux following the peak of the rebrightening. Notice that the decay is steeper here (compare Figs. 1 and 4) owing to the rapid decrease of the Lorentz factor inside the clump.

5.3.3. Long-lived reverse shock model

With the simple one-zone model, the reverse shock emission is found to be much more sensitive to the density clump than the forward shock emission. Indeed, when the ejecta starts to be decelerated, its bulk Lorentz factor suddenly decreases and slow shells from the tail material pile up at a high temporal rate and with a strong contrast in Lorentz factor. These two combined effects lead to a sharp rise of the flux from the reverse shock. Synthetic light curves showing a satisfactory agreement with the data are shown in Fig. 3.

However, the detailed multi-zone model gives different results, where the rebrightening is dimmer and cannot fit the data. The main reason is that the higher contrast in Lorentz factor, leading to a higher specific dissipated energy, now only concerns the freshly shocked shells, while in the single zone model it is applied to the whole shocked region. This example (as well as the one already discussed in Sect. 5.3.2) shows that using a detailed description of the shocked material can be crucial when dealing with complex scenarios (i.e. not the standard picture where the blast-wave propagates in a smooth external medium, with constant microphysics parameters)¹.

It is still possible to fit the data by increasing the microphysics parameters during the propagation in the clump. However, this seems less natural than for the forward shock (Sect. 5.3.2) because the upstream density of the reverse shock does not change. On the other hand, a modification of the microphysics parameters could still be due to the sudden increase in the reverse shock Lorentz factor triggered by the clump encounter.

6. Conclusion

GRB 080503 belongs to the special group of short bursts where an initial bright spike is followed by an extended soft emission of much longer duration. It did not show a transition to a standard afterglow after the steep decay observed in X-rays at the end of the extended emission. This behavior has been observed previously in short bursts, but GRB 080503 was peculiar because it exhibited a spectacular rebrightening after one day, both in X-rays and the visible. The presence of the extended emission prevents one from classifying GRB 080503 on the basis of duration only, but the lack of any candidate host galaxy at the location of the burst and the vanishing spectral lag of the spike component are consistent with its identification as a type-I event resulting from the coalescence of a binary system consisting of two compact objects.

From its formation to the coalescence, the system can migrate to the external regions of the host galaxy allowing the burst to occur in a very low density environment, accounting for the

¹ In the refreshed-shock scenario (Sect. 5.2) where the dynamics is simpler, the single and multi-zone models give comparable results.

R. Hascoët et al.: The origin of the late rebrightening in GRB 080503

initial lack of a detectable afterglow. To explain the late rebrightening, we considered two possible scenarios – refreshed shocks from a late supply of energy or a density clump in the circumburst medium – and two models for the origin of the afterglow, the standard one where it comes from the forward shock and the alternative one where it is made by a long-lived reverse shock.

In the refreshed-shock scenario we supposed that the initial spike was produced by fast moving material (we adopted $\Gamma = 300$) while the one making the soft tail was slower ($\Gamma \sim 20$). Initially, only the spike material is decelerated and contributes to the afterglow until the tail material is eventually able to catch up, which produces the rebrightening. Both the forward and reverse shock models provide satisfactory fits of the data under the condition that the material making the tail has a limited spread in Lorentz factor $\delta\Gamma/\Gamma \lesssim 0.2$. This allows the rise time of the rebrightening to be sufficiently short. This condition might be satisfied from the beginning but can also result from a previous sequence of internal shocks that has smoothed most of the fluctuations of the Lorentz factor initially present in the flow. In addition, a jet break is required in the forward shock case to reproduce the steep decline that follows the rebrightening. This implies that the jet should be beamed within an opening angle of $3\text{--}5^\circ$, which appears somewhat smaller than the values usually preferred for type-I bursts. In the long-lived reverse shock model a jet break is not necessary because the shape of the light curve now depends on the energy distribution in the ejecta, which can be adjusted to fit the data.

In the scenario where a density clump is present in the burst environment, the rebrightening resulting from the forward shock is weak, in agreement with the previous work of [Nakar & Granot \(2007\)](#). We performed the calculation in two ways: first with a simple method where the shocked material was represented by one single zone, then using a more detailed, multi-zone approach. The impact of the clump was barely visible in the first case. The rebrightening was larger in the second one but still remained nearly one order of magnitude below the data. We then considered the possibility that the shock microphysics might change inside the clump. We found that by increasing ϵ_e by a factor of five (and with the prescription that $\epsilon_e = \epsilon_B^{1/2}$) it was possible to fit the data with the multi-zone model under the additional condition to have a jet break at about 2–3 days (corresponding to a jet opening angle $\lesssim 5^\circ$). With the simplified model the results were more extreme, imposing to increase ϵ_e alone by a very large factor of 25.

If the afterglow is made by the reverse shock, the effect of the clump is strong with the simple model. It is however much reduced with the detailed model and the observed rebrightening cannot be reproduced, the synthetic light curve lying nearly one order of magnitude below the observed one. It appears that only the multi-zone approach provides a proper description of the compression resulting from the encounter with the density barrier. Conversely, in the refreshed-shock scenario the simple and detailed models give comparable results.

From the different possibilities we considered, which could explain the late rebrightening in GRB 080503, several appear compatible with the data, but none is clearly favored. The refreshed-shock scenario may seem more natural because the initial spike and extended emission probably correspond to different phases of central engine activity. It is not unreasonable to suppose that the material responsible for the extended emission had a lower Lorentz factor, as required by the refreshed-shock scenario. Then, both the forward and reverse shock models lead to satisfactory fits of the X-ray and visible light curves, if two

conditions on the Lorentz factor distribution and jet opening angle (see above) are satisfied. The density clump scenario does not seem able to account for the rebrightening if the afterglow is made by the reverse shock. The conclusion is the same with the forward shock, except if the microphysics parameters are allowed to change when the shock enters the clump.

Acknowledgements. The authors acknowledge the French Space Agency (CNES) for financial support. R.H.'s Ph.D. work is funded by a Fondation CFM-JP Aguilar grant.

References

- Barkov, M. V., & Pozanenko, A. S. 2011, *MNRAS*, 417, 2161
 Barthelmy, S. D., Chincarini, G., Burrows, D. N., et al. 2005, *Nature*, 438, 994
 Belczynski, K., Perna, R., Bulik, T., et al. 2006, *ApJ*, 648, 1110
 Beloborodov, A. M. 2005, *ApJ*, 627, 346
 Beloborodov, A. M. 2010, *MNRAS*, 407, 1033
 Berger, E. 2009, *ApJ*, 690, 231
 Berger, E., Price, P. A., Cenko, S. B., et al. 2005, *Nature*, 438, 988
 Bloom, J. S., & Prochaska, J. X. 2006, in *Gamma-Ray Bursts in the Swift Era*, ed. S. S. Holt, N. Gehrels, & J. A. Nousek, AIP Conf. Ser., 836, 473
 Burrows, D. N., Grupe, D., Capalbi, M., et al. 2006, *ApJ*, 653, 468
 Daigne, F., & Mochkovitch, R. 1998, *MNRAS*, 296, 275
 Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2000, *A&A*, 358, 1157
 Drenkhahn, G., & Spruit, H. C. 2002, *A&A*, 391, 1141
 Fox, D. B., Frail, D. A., Price, P. A., et al. 2005, *Nature*, 437, 845
 Gehrels, N., Sarazin, C. L., O'Brien, P. T., et al. 2005, *Nature*, 437, 851
 Gehrels, N., Norris, J. P., Barthelmy, S. D., et al. 2006, *Nature*, 444, 1044
 Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2007, *MNRAS*, 381, 732
 Giannios, D., & Spruit, H. C. 2006, *A&A*, 450, 887
 Granot, J. 2005, *ApJ*, 631, 1022
 Granot, J. 2007, *Rev. Mex. Astron. Astrofis. Conf. Ser.*, 27, 140
 Granot, J., Panaitescu, A., Kumar, P., & Woosley, S. E. 2002, *ApJ*, 570, L61
 Grupe, D., Burrows, D. N., Patel, S. K., et al. 2006, *ApJ*, 653, 462
 Hjorth, J., Watson, D., Fynbo, J. P. U., et al. 2005, *Nature*, 437, 859
 Hobbs, G., Lorimer, D. R., Lyne, A. G., & Kramer, M. 2005, *MNRAS*, 360, 974
 Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, *ApJ*, 413, L101
 Li, L.-X., & Paczyński, B. 1998, *ApJ*, 507, L59
 Lyutikov, M. 2012, *MNRAS*, 421, 522
 Mao, J., Guidorzi, C., Ukwatta, T., et al. 2008, *GCN Report*, 138, 1
 McKinney, J. C., & Uzdensky, D. A. 2012, *MNRAS*, 419, 573
 Medvedev, M. V. 2006, *ApJ*, 651, L9
 Meszaros, P., & Rees, M. J. 1997, *ApJ*, 476, 232
 Metzger, B. D., Quataert, E., & Thompson, T. A. 2008, *MNRAS*, 385, 1455
 Mochkovitch, R., Hernanz, M., Isern, J., & Martin, X. 1993, *Nature*, 361, 236
 Nakar, E. 2007, *Phys. Rep.*, 442, 166
 Nakar, E., & Granot, J. 2007, *MNRAS*, 380, 1744
 Narayan, R., Paczynski, B., & Piran, T. 1992, *ApJ*, 395, L83
 Norris, J. P., & Bonnell, J. T. 2006, *ApJ*, 643, 266
 Panaitescu, A., & Kumar, P. 2000, *ApJ*, 543, 66
 Perley, D. A., Metzger, B. D., Granot, J., et al. 2009, *ApJ*, 696, 1871
 Rees, M. J., & Meszaros, P. 1994, *ApJ*, 430, L93
 Rees, M. J., & Meszaros, P. 1998, *ApJ*, 496, L1
 Rees, M. J., & Mészáros, P. 2005, *ApJ*, 628, 847
 Rosswog, S. 2007, *MNRAS*, 376, L48
 Rosswog, S., & Ramirez-Ruiz, E. 2002, *MNRAS*, 336, L7
 Ruffert, M., & Janka, H.-T. 1999, *A&A*, 344, 573
 Sakamoto, T., & Gehrels, N. 2009, in *AIP Conf. Ser.* 1133, ed. C. Meegan, C. Kouveliotou, & N. Gehrels, 112
 Sari, R., & Mészáros, P. 2000, *ApJ*, 535, L33
 Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, *ApJ*, 497, L17
 Sironi, L., & Spitkovsky, A. 2011, *ApJ*, 726, 75
 Soderberg, A. M., Berger, E., Kasliwal, M., et al. 2006, *ApJ*, 650, 261
 Spruit, H. C., Daigne, F., & Drenkhahn, G. 2001, *A&A*, 369, 694
 Steidel, C. C., Erb, D. K., Shapley, A. E., et al. 2010, *ApJ*, 717, 289
 Troja, E., King, A. R., O'Brien, P. T., Lyons, N., & Cusumano, G. 2008, *MNRAS*, 385, L10
 Uhm, Z. L., & Beloborodov, A. M. 2007, *ApJ*, 665, L93
 van Eerten, H. J., & MacFadyen, A. I. 2011 [[arXiv:1105.2485](#)]
 Villaseñor, J. S., Lamb, D. Q., Ricker, G. R., et al. 2005, *Nature*, 437, 855
 Zhang, B. 2006, *Nature*, 444, 1010
 Zhang, W., & MacFadyen, A. 2009, *ApJ*, 698, 1261

10.5. Conclusions & perspectives

Tout modèle de la rémanence se doit de pouvoir expliquer non seulement les comportements génériques mais également les sursauts plus exceptionnels. L'étude présentée dans ce chapitre a été rendue possible par le développement du traitement détaillé du rayonnement de la zone choquée par le choc en retour que j'ai présenté au §3.5.7. Elle montre que le modèle du choc avant et celui du choc en retour peuvent effectivement reproduire les évolutions très inhabituelles observées dans GRB 050421 et GRB 080503. Cependant, dans le premier cas, les contraintes obtenues pour le modèle du choc avant sont difficilement compatibles avec notre connaissance des progéniteurs des sursauts longs, puisqu'une densité du milieu extérieur excessivement faible est nécessaire. Ceci favorise donc nettement le modèle du choc en retour qui lui, au contraire, réclame plutôt un milieu dense, comme attendu autour d'une étoile massive. Le cas du sursaut court GRB 080503 est moins discriminant : les deux modèles peuvent reproduire les observations dans un scénario de type « choc rafraîchi ». L'effet d'un grumeau dans le milieu environnant est beaucoup trop faible pour reproduire une augmentation importante du flux comme observée dans GRB 080503, mais notre étude montre qu'un tel grumeau est une piste intéressante pour expliquer les variations de faible amplitude parfois observées dans la rémanence et brièvement mentionnées en section 9.3.

Chapitre 11.

Les *flares* – un lien entre l'émission *prompte* et la rémanence ?

Sommaire

11.1. Une activité tardive du moteur central ?	234
11.2. Les <i>flares</i> – le choc en retour traversant l'éjecta structuré par les chocs internes ?	234
11.2.1. Surdensités de matière produites par les chocs internes	235
11.2.2. Une corrélation $t_{\text{obs}} - \Delta t_{\text{obs}}$ naturelle	236
11.2.3. Nécessité d'une émission anisotrope dans le référentiel comobile	236
11.2.4. Une corrélation entre la variabilité <i>prompte</i> et le nombre de <i>flares</i> ?	237
11.3. Conclusions & perspectives	239

En plus des différentes phases de la courbe de lumière canonique présentée au §1.4.2, *Swift* a permis de montrer un autre comportement récurrent et inattendu de la rémanence précoce : l'apparition de *flares*. Des *flares* dans le domaine X sont observés dans à peu près 50% des sursauts ; le nombre de *flares* clairement distincts au sein d'une même rémanence varie typiquement de 1 à 3. Un *flare* se traduit par une augmentation et une diminution rapide du flux (typiquement sur une décade en flux, mais il existe aussi des *flares* moins intenses, assez fréquents, et plus intenses, mais plus rares, Margutti et al. 2011). La montée du *flare* est plus rapide que sa descente. Après le *flare* la rémanence retombe généralement à son niveau initial, comme si le *flare* était une émission superposée à la rémanence pré-existante, n'ayant pas la même origine. Une autre caractéristique importante des *flares* est que leur durée Δt_{obs} est corrélée à leur temps d'occurrence t_{obs} ; typiquement $\Delta t_{\text{obs}}/t_{\text{obs}} \simeq 0.1 - 0.3$.

11.1. Une activité tardive du moteur central ?

Les *flares* ont une échelle de variabilité bien trop courte pour pouvoir être expliqués par l'émission du choc avant. La possibilité la plus discutée dans la littérature attribue donc les *flares* à des mécanismes d'origine interne, de même nature que ceux qui ont produit l'émission *prompte* gamma. Dans le cadre du modèle standard, les *flares* seraient donc le résultat de chocs internes tardifs. Cependant une telle option nécessite des conditions bien particulières :

1. Une activité tardive du moteur central : dans un tel scénario, le délai temporel entre l'émission *prompte* et l'observation d'un *flare* correspond à la durée (à la correction de *redshift* près) pendant laquelle le moteur central a du rester actif (ou temporairement en veille). Sachant que les *flares* sont parfois observés au-delà de 10^4 s, il en découle donc de très fortes contraintes sur la physique du moteur central – aucun mécanisme précis pouvant permettre un reste d'activité intermittente aussi tardive n'a pour l'instant été proposé.
2. Une corrélation entre l'instant et la durée des éjections intermittentes : dans le cadre des chocs internes, la durée d'un épisode d'émission reflète plus ou moins la durée d'éjection Δt_{ej} de l'éjecta qui l'a produit. Pour expliquer la corrélation entre le temps d'occurrence t_{obs} et la durée Δt_{obs} d'un *flare*, la corrélation doit se retrouver entre le temps t_{ej} et la durée Δt_{ej} d'une éjection intermittente qui produira un *flare*. L'activité tardive du moteur central doit donc se comporter de manière bien particulière. Notons qu'une telle évolution avec $\Delta t_{\text{ej}} \propto t_{\text{ej}}$ n'est pas observée pendant l'émission *prompte* : la durée d'un *pulse* gamma n'est en rien corrélée avec son temps d'occurrence (l'échelle de variabilité n'évolue pas avec le temps¹). Cette différence d'évolution temporelle entre la phase *prompte* et les *flares* semble en contradiction avec le fait qu'on veuille les expliquer par un mécanisme commun.

Le scénario d'activité *prompte* tardive peut donc fonctionner mais nécessite des conditions très fortes sur le moteur central, qui paraissent peu naturelles.

11.2. Les *flares* – le choc en retour traversant l'éjecta structuré par les chocs internes ?

En raison des difficultés qui viennent d'être énoncées nous proposons un scénario, pour expliquer les *flares*, alternatif dans lequel la condition 1 n'est plus nécessaire et où la corrélation $\Delta t_{\text{obs}}/t_{\text{obs}} \simeq 0.1 - 0.3$ est naturellement obtenue sans la condition 2. Dans ce scénario les *flares* sont la signature du choc en retour traversant les surdensités produites durant la phase de chocs internes pendant la phase d'émission *prompte*. Les *flares* seraient donc le résultat d'un mécanisme dépendant à la fois de la dissipation interne et de la décélération de l'éjecta par le milieu extérieur et relieraient donc potentiellement les propriétés de l'émission *prompte* avec celles de la rémanence.

1. C'est par ailleurs un des arguments importants en faveur de l'origine interne de l'émission *prompte* (Sari & Piran 1997).

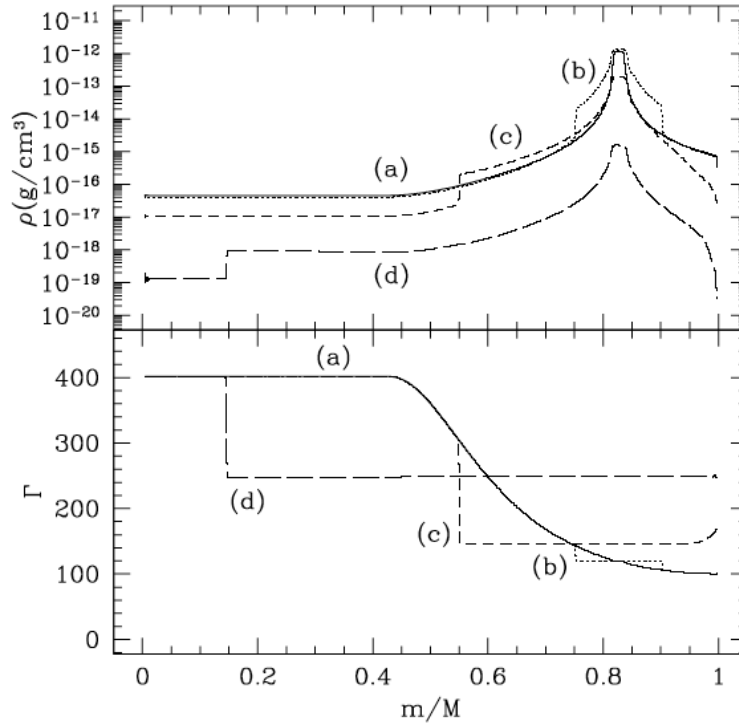


FIGURE 11.1.: **Surdensités produites par les chocs internes.** Dans cet exemple simple de simulation hydrodynamique, la distribution initiale de facteur de Lorentz est similaire à celle utilisée en figure 7 de **Pub. I**. Lorsque les couches « rapides » rattrapent les couches « lentes », l'augmentation du gradient de facteur de Lorentz s'accompagne de la formation d'une surdensité qui s'accroît jusqu'au déclenchement des chocs internes. *Haut* : profils de densité de l'éjecta en fonction de la masse cumulée, à différents instants. *Bas* : profils de facteur de Lorentz correspondant. Avant le déclenchement des chocs internes (a) la surdensité s'est déjà essentiellement formée. Les courbes (b, c, d) montrent l'évolution des profils pendant la phase de chocs internes. [origine : Daigne & Mochkovitch (2000)]

11.2.1. Surdensités de matière produites par les chocs internes

— Résultats d'une simulation hydrodynamique —

Les simulations hydrodynamiques de Daigne & Mochkovitch (2000) montrent que les chocs internes produisent des régions choquées très denses au sein de l'éjecta relativiste (voir l'exemple en figure 11.1). La surdensité, qui peut atteindre un rapport de compression $10^3 \rightarrow 10^4$, se constitue essentiellement avant le déclenchement des chocs internes lors de l'augmentation progressive des gradients de facteur de Lorentz (ou de vitesse). Le pic de densité est localisé à l'emplacement où les ondes de choc se sont formées avant de commencer à se propager. Ces surdensités contiennent l'essentiel de l'énergie de l'éjecta à la fin de la phase *prompte*.

— Traitement des surdensités dans le modèle multi-couches —

Des essais préliminaires ont montré qu'il est techniquement très difficile de poursuivre une simulation hydrodynamique pendant la phase de décélération par le milieu extérieur, pour voir comment se propage le choc en retour dans ces surdensités. Un tel traitement nécessite de pouvoir gérer des échelles de temps et distance variant sur un grand nombre d'ordres de grandeur.

L'évolution dynamique complète de la phase *prompte* à celle de la rémanence ne peut donc actuellement être calculée que dans le cadre du modèle multicouches de Daigne & Mochkovitch (1998) étendu

pour inclure l'effet du milieu extérieur (Genet et al. 2007a) comme décrit au chapitre 3. Dans cette approche, les surdensités issues des chocs internes sont représentées par une couche massive unique. On perd donc l'information sur la structure spatiale de la zone choquée ; la densité y est notamment sous-estimée. Cependant des tests, consistant à rediscrétiser les zones choquées en cours de simulation (en adoptant un profil de surdensité réaliste, i.e. similaire à celui obtenu par simulation hydrodynamique), ont permis de montrer que les effets de cette approximation ne sont pas trop importants.

La seule incertitude majeure réside dans la capacité du choc en retour à pouvoir pénétrer efficacement dans la surdensité. Lever cette incertitude nécessiterait de pouvoir utiliser un code hydrodynamique, en surmontant les difficultés techniques évoquées ci-dessus.

11.2.2. Une corrélation $t_{\text{obs}} - \Delta t_{\text{obs}}$ naturelle

La figure 11.2 montre un exemple de sursaut synthétique pour lequel des épisodes de *flares* apparaissent dans la rémanence produite par le choc en retour. A ce stade préliminaire de l'étude, il ne s'agit que de la puissance bolométrique, en régime radiativement efficace ; le flux en X suivrait une évolution très similaire. Les *flares* sont le résultat d'une augmentation soudaine de la puissance dissipée par le choc en retour, lorsque celui-ci rencontre une surdensité précédemment produite par des chocs internes. En effet la surdensité conserve une extension radiale limitée² tout au long de sa propagation puisque le facteur de Lorentz y est uniforme : le choc en retour la traverse donc très rapidement et dissipe beaucoup d'énergie en très peu de temps. Ce scénario peut a priori fonctionner aussi bien dans le cadre du modèle standard où la rémanence est produite par le choc avant que dans le modèle alternatif où la rémanence est le résultat du choc en retour. Cependant dans le premier cas, si l'émission du choc avant est trop brillante, il se peut que les *flares* produits par le choc en retour restent masqués.

11.2.3. Nécessité d'une émission anisotrope dans le référentiel comobile du milieu émetteur

Dans le scénario que nous proposons la montée d'un *flare* est très rapide³ et le temps de descente est fixé par l'émission de haute latitude. Sauf cas particulier, la décélération par le milieu extérieur se fait de telle sorte que le rayon évolue comme $R \simeq 2\Gamma^2 c t_{\text{obs}}$ (cette relation provient de l'effet relativiste décrit au §2.5.1 ; dans ce paragraphe l'effet du *redshift* n'est pas pris en compte). L'étalement relatif d'un *flare* produit par le choc en retour est fixée par l'émission de haute latitude, avec $\Delta t_{\text{obs}} \simeq R/2\Gamma^2 c$, et vaut donc $\Delta t_{\text{obs}}/t_{\text{obs}} \simeq 1$. La corrélation entre la durée et le temps d'occurrence est donc naturellement obtenue ; par contre la durée des *flares* est trop longue par rapport aux observations où $\Delta t_{\text{obs}}/t_{\text{obs}} \simeq 0.1 - 0.3$.

Un moyen de diminuer la durée d'un *flare* produit par le choc en retour est d'invoquer un mécanisme d'émission qui est anisotrope dans le référentiel comobile. Il peut par exemple s'agir d'un rayonnement synchrotron anisotrope, en raison de la configuration géométrique du champ magnétique à grande échelle et de la manière dont se fait l'accélération des électrons dans le choc (voir par exemple Beloborodov et al. 2011).

A ce stade, il est utile de définir un facteur d'anisotropie k_{aniso} pour lequel 75 % de l'énergie d'un *flash*, émis par une collision entre deux couches de matière, est collimatée dans un cône de demi-angle d'ouverture $(k_{\text{aniso}}\Gamma)^{-1}$ (référentiel fixe). Dans le cas d'une émission isotrope dans le référentiel comobile $k_{\text{aniso}} = 1$. Ce résultat se retrouve à partir de la formule du flux bolométrique d'un *flash*, donnée par l'équation 3.47. En effet un photon provenant d'une latitude $\theta = 1/\Gamma$ est reçu par l'observateur à un temps $t_{\text{obs}} - t_{\text{obs},0} = \Delta t_{\text{curv}}$. L'énergie du *flash*, focalisée dans un cône de demi-angle d'ouverture,

2. Contrairement à la queue de facteur de Lorentz décroissant, responsable de l'enveloppe de la rémanence, qui tend à se dilater radialement.

3. Cela suppose que le choc en retour soit capable de pénétrer rapidement et efficacement dans la surdensité. La validité de cette hypothèse n'a pu encore être vérifiée par une simulation hydrodynamique.

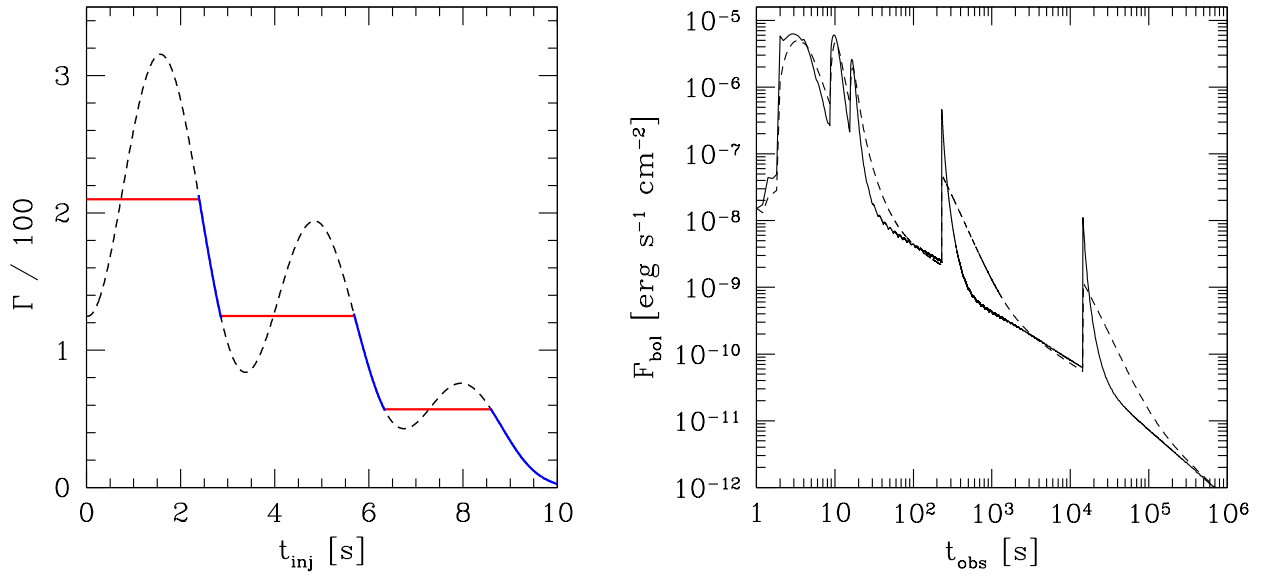


FIGURE 11.2.: **Un exemple de *flare* produit par le choc en retour.** La puissance cinétique d'injection est $\dot{E}_{\text{kin}} \simeq 5 \cdot 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$, le *redshift* $z = 1$, et le milieu extérieur de type vent avec une densité normalisée à $A_* = 1$. *Gauche* : Profil de facteur de Lorentz de l'éjecta en fonction du temps d'injection t_{inj} , avant (pointillés) et après (traits pleins) la phase de chocs internes. A la fin de l'émission *prompte* l'éjecta se compose de zones choquées à facteur de Lorentz uniforme (rouge) et de zones non choquées (bleue). *Droite* : courbe de lumière bolométrique. L'émission *prompte* ($t_{\text{obs}} \lesssim 20 \text{ s}$) est suivie de l'émission de haute latitude puis de la rémanence produite par le choc en retour. 2 *flares* apparaissent à $t_{\text{obs}} \simeq 200$ et $2 \cdot 10^4 \text{ s}$ lorsque le choc en retour traverse les surdensités de facteurs de Lorentz $\Gamma \simeq 120$ et 60 . La première surdensité ($\Gamma \simeq 210$) correspond simplement à la montée initiale de la rémanence (ici masquée par l'émission *prompte*). L'enveloppe de la rémanence (i.e. la loi de puissance sous-jacente) est produite par la propagation du choc en retour dans la partie de l'éjecta non réorganisée par les chocs internes (représentée en bleue sur la figure de gauche). La courbe en trait plein (resp. tirets) est obtenue sous hypothèse d'une émission anisotrope (resp. isotrope) dans le référentiel comobile ; le facteur d'anisotropie adopté vaut $k_{\text{aniso}} = 3.3$ (voir texte).

s'obtient donc en intégrant le flux bolométrique de la manière suivante :

$$4\pi D^2 \int_{t_{\text{obs},0}}^{t_{\text{obs},0} + \Delta t_{\text{curv}}} F_{\text{bol}}(t_{\text{obs}}) dt_{\text{obs}} = \int_0^{\Delta t_{\text{curv}}} \frac{2\mathcal{E}^{\text{rad}}}{\Delta t_{\text{curv}}(1 + T/\Delta t_{\text{curv}})^3} dT = 0.75 \times \mathcal{E}^{\text{rad}}. \quad (11.1)$$

Un facteur d'anisotropie $k_{\text{aniso}} > 1$ permet de réduire d'un facteur k_{aniso}^2 l'échelle de variabilité de courbure, soit

$$\Delta t_{\text{curv},\text{aniso}} = \Delta t_{\text{curv}} / k_{\text{aniso}}^2. \quad (11.2)$$

La figure 11.2 montre un exemple de sursaut synthétique où sont comparées les courbes de lumière bolométriques obtenues sous hypothèse d'isotropie et d'anisotropie avec $k_{\text{aniso}} \simeq 3.3$: la durée des *flares* est ainsi réduite d'un facteur $k_{\text{aniso}}^2 \simeq 10$ et devient compatible avec les observations.

11.2.4. Une corrélation entre la variabilité de l'émission *prompte* et le nombre de *flares* dans la rémanence X ?

Etant donné que le scénario proposé ici relie les *flares* à la phase d'émission *prompte*, il est légitime de s'interroger sur une éventuelle prédiction de corrélation dans les observations au cours des deux phases. En particulier, de premier abord, on pourrait s'attendre à ce qu'un sursaut (resp. peu) variable donne un nombre élevés (resp. peu) de *flares* dans sa rémanence. En effet, dans un cadre simplifié, un sursaut variable devrait être associé à plusieurs ondes de chocs distinctes, qui produiront plusieurs zones choquées (et donc plusieurs surdensités) distinctes : le choc en retour devrait donc produire plusieurs *flares*. Inversement un sursaut *mono-pulse* devrait être produit par une seule collision entre deux régions du jet, ce qui forme deux ondes de choc internes, et produit une seule surdensité, configuration où aucun *flare* ne devrait être produit. L'exemple de la figure 11.2 illustre très bien cette idée naïve : si l'émission *prompte* est composée de N *pulses* distincts, on s'attend à observer dans la rémanence X $(N-1)$ *flares* produits par le choc en retour. Cependant les observations ne montrent pas une relation aussi simple et systématique.

Néanmoins l'exemple de la figure 11.2 est un « cas test » spécialement élaboré pour illustrer l'idée de base du scénario proposé. Les choses sont en réalité plus complexes. Il y a différentes manières d'obtenir un sursaut variable avec peu (ou pas) de *flares* :

- L'exemple de la figure 11.2 a été conçu de telle sorte à ce que les surdensités produites par les chocs internes soient ordonnées par facteur de Lorentz décroissant. Lorsque les deux surdensités plus lentes rattrapent l'écoulement en décélération, 2 *flares* sont produits. Mais si les surdensités avaient été ordonnées par facteur de Lorentz croissant, les surdensités se seraient rattrapées et auraient fusionné de manière interne, donnant lieu à une seconde génération de chocs internes. A la fin de l'émission *prompte*, il ne serait resté qu'une seule surdensité et aucun *flare* n'aurait été émis pendant la rémanence. C'est par exemple la situation rencontrée dans l'exemple de sursaut variable présenté en figure 7.2 et dans **Pub. V**.
- Il se peut également que les *flares* soient très précoces, et qu'ils soient confondus avec la phase d'émission *prompte*. Ce genre de situation est favorisé si les surdensités produites par les chocs internes ont un grand facteur de Lorentz ou si la densité du milieu extérieur est élevée. Ainsi les surdensités rattrapent rapidement l'écoulement en décélération, alors que l'émission *prompte* n'est pas encore terminée. Le sursaut synthétique que nous avons conçu pour modéliser GRB 041219A en est un exemple – voir figure 5.2 et **Pub. I**.
- Enfin, bien qu'un sursaut soit variable, il est possible qu'il n'ait été produit que par une collision principale entre deux grandes régions de l'éjecta. Il n'y a alors que deux ondes de choc qui se propagent et une seule surdensité qui se forme. La variabilité de la courbe de lumière peut néanmoins facilement s'expliquer en invoquant par exemple une variation dans la puissance cinétique ou une petite modulation du facteur de Lorentz de l'écoulement. C'est par exemple la situation rencontrée dans l'exemple de sursaut synthétique utilisé pour modéliser GRB 080916C, présenté en figure 4.2 et dans **Pub. I**.

Inversement il est possible d'obtenir des *flares* dans l'émission rémanente d'un sursaut gamma de type *mono-pulse* :

- Si le facteur de Lorentz d'une surdensité formée par les chocs internes est trop faible, il se peut que l'émission associée se fasse dans un régime optiquement épais vis à vis de l'annihilation $\gamma\gamma$ (voir chapitre 4). Une surdensité est alors formée sans émission gamma observable pendant l'émission *prompte*.
- Plus le contraste de facteur de Lorentz des chocs internes est faible, plus l'énergie dissipée l'est également. Là encore une surdensité peut se former sans que l'émission associée soit assez brillante pour être observée.
- Enfin, dans le scénario présenté ici, il n'est pas exclu que certains *flares* (en particulier les plus précoces) soient effectivement le résultat de chocs internes tardifs dont l'émission pique en dessous du domaine gamma.

D'après un examen préliminaire du catalogue *Swift*- XRT (Evans et al. 2007), la fraction des sursauts observés qui sont variables sans *flares* ou qui n'ont qu'un *mono-pulse* avec *flares* reste faible ($\lesssim 15\%$). Il n'existe pas de corrélation claire entre la variabilité d'un sursaut et son nombre de *flares*. Toutefois nous venons de voir que la prédiction d'une telle corrélation souffre de nombreuses exceptions. Le scénario proposé dans ce chapitre pourrait donc s'accommoder des observations.

11.3. Conclusions & perspectives

Le scénario discuté dans ce chapitre associe les *flares* à la traversée par le choc en retour, de surdensités préalablement produites par les chocs internes au sein de l'éjecta. Contrairement aux scénarios reposant sur une activité tardive du moteur central, celui-ci permet de naturellement expliquer la corrélation entre la date t_{obs} et la durée Δt_{obs} d'un *flare*. Leur courte durée $\Delta t_{\text{obs}}/t_{\text{obs}} = 0.1 - 0.3$ impose cependant que l'émission soit anisotrope dans le référentiel de la matière choquée.

L'idée proposée ici établit un lien intéressant entre les propriétés des phases *prompte* et rémanente : néanmoins, en l'absence d'informations quantitatives sur la physique du moteur central, il reste difficile d'établir des prédictions détaillées quant à une éventuelle corrélation entre le nombre de *pulses* gamma de l'émission *prompte* et le nombre de *flares* attendus.

A moyen terme, il serait souhaitable de pouvoir valider l'idée proposée ici par une simulation hydrodynamique, et vérifier en particulier si le choc en retour peut effectivement pénétrer rapidement et efficacement dans les surdensités résultant des chocs internes (telles que décrites en figure 11.1). Je compte également explorer les propriétés spectrales de l'émission, attendues dans ce scénario. Il sera notamment intéressant de déterminer dans quelle mesure il est possible qu'un *flare* visible en X reste masqué en optique (comme parfois observé, Li et al. 2012) ou inversement (cas plus rares, voir par exemple Nardini et al. 2011, 2012). Enfin, la comparaison des prédictions à haute énergie avec les cas de sursauts observés par *Fermi*- LAT pendant une phase de *flare* pourrait également être un test du modèle (voir par exemple GRB 100728A, Abdo et al. 2011).

Conclusions & perspectives

Les lancements des satellites *HETE-2* (2000) puis *Swift* (2004) ont permis de réduire considérablement le délai entre la détection d'un sursaut gamma et le début des observations de contreparties en X et en optique – celles-ci débutant maintenant fréquemment avant la fin de la phase *prompte*, au moins dans le domaine des rayons X. Cette étape décisive a notamment révélé la complexité de la rémanence précoce, non prédite par le « modèle standard » établi au cours des années 90, dans lequel la rémanence est associée au choc avant qui se propage dans le milieu extérieur lorsque le jet responsable de l'émission gamma est décéléré. Le lancement de *Fermi* (2008) a quant à lui permis d'ouvrir une nouvelle fenêtre spectrale à haute énergie : grâce à ses deux instruments GBM et LAT, ce satellite couvre continûment le spectre des sursauts de $\simeq 8$ keV à quelques dizaines de GeV. Pour la première fois il devient possible de caractériser temporellement et spectralement l'émission *prompte* au-delà de la centaine de MeV. Dans quelques cas *Fermi* révèle également une émission gamma de haute énergie qui perdure après la fin de l'émission *prompte* traditionnelle.

A la lumière de ces résultats récents, mes travaux de thèse se sont concentrés sur l'étude de l'émission *prompte* et de la rémanence, où l'enjeu est de mieux comprendre la physique du jet relativiste et sa décélération par le milieu extérieur. J'ai travaillé dans le cadre d'un modèle global qui permet de suivre de manière cohérente la transition entre la phase de dissipation interne (responsable de l'émission *prompte*) et le début de la décélération par le milieu extérieur (responsable de la rémanence). Cette approche est particulièrement adaptée pour étudier la rémanence précoce, phase charnière (qui nous renseigne à la fois sur les phases *prompte* et rémanente) sur laquelle le satellite *Swift*, mais également *Fermi*, nous ont révélé un certain nombre de comportements inattendus (phase de plateau et *flares* dans le domaine X, comportements achromatiques entre les domaines X et optique, existence d'une émission prolongée à haute énergie).

En ce qui concerne l'étude de l'émission *prompte*, j'ai obtenu les résultats suivants, sous la supervision de mes directeurs de thèse :

- J'ai développé (chapitre 4, **Pub. I**) une approche novatrice qui permet de calculer de manière réaliste l'opacité $\gamma\gamma$ vue par un photon de haute énergie lors de sa propagation au sein du jet ultra-relativiste. J'ai pu ainsi montrer, notamment par l'intermédiaire d'une modélisation détaillée de GRB 080916C, que cette approche réaliste, par rapport à l'approche simplifiée « à une zone », relâche la contrainte sur le facteur de Lorentz minimum du jet, d'au moins un facteur 3. Ceci est un résultat important car le facteur de Lorentz est un paramètre clé pour toutes les étapes des modèles discutés pour les sursauts gamma (voir chapitre 2). J'ai également décrit plusieurs signatures temporelles et/ou spectrales associées à l'opacité $\gamma\gamma$ dans les sursauts. En particulier j'ai montré que l'évolution de celle-ci peut fournir une explication au délai d'allumage de l'émission au GeV observé dans la plupart des sursauts détectés par le LAT.
- J'ai proposé un cadre unifié (chapitre 5, **Pub. II**, **Pub. III**, en préparation), fondé sur un modèle d'émission synchrotron produite par des chocs internes, qui permet d'expliquer la diversité phénoménologique de l'émission optique *prompte* des sursauts. Je reproduis les sursauts optiquement faibles comme GRB 041219A pour lesquels nous interprétons l'émission *prompte* optique comme l'extension à basse énergie du rayonnement des chocs internes responsables de l'émission gamma. Je reproduis également les cas plus extrêmes de sursauts optiquement brillants, comme le « *Naked eye Burst* » (GRB 080319B) pour lesquels j'associe l'émission optique à des chocs internes de seconde génération dont l'émission pique en dessous du keV. Je montre que ce second comportement est plutôt attendu dans des sursauts très variables.
- J'ai exploré un scénario dans lequel l'écoulement des sursauts est initialement dominé par la composante magnétique mais contient cependant une composante thermique minoritaire (chapitre 6, **Pub. IV**, sur le point d'être soumise). J'ai confronté mes résultats aux possibles détections, passées (BATSE) et actuelles (GBM qui améliore la couverture spectrale de 8 keV à 30 – 40 MeV) de composantes thermiques et montré comment il est possible de contraindre le contenu énergé-

tique du jet relativiste (et donc l'origine de l'accélération du jet et les mécanismes dissipatifs de l'émission *prompte*). Cette approche permet de prédire, de manière cohérente, l'évolution temporelle et spectrale de la composante photosphérique et de celle associée à un autre mécanisme dissipatif, tel les chocs internes. Ceci permet d'interpréter des observations récentes comme celles de GRB 100724B et GRB 120323. Je montre qu'elles favorisent un mécanisme d'accélération magnétique pour le jet et, en ce qui concerne la dissipation responsable de l'émission gamma, un rôle sous-dominant de l'émission photosphérique.

- A la lumière des développements théoriques récents, j'ai discuté (chapitre 7, **Pub. V**, soumise, en révision) comment la forme de la décroissance en X terminant l'émission *prompte* (*early steep decay* observé par le XRT) peut s'avérer être un diagnostic à la fois simple et puissant pour contraindre les modèles d'émission *prompte*. Les propriétés de cette phase sont en très bon accord avec l'interprétation selon laquelle elle correspondrait à l'émission de haute latitude de la fin de la phase *prompte*. Seul le modèle des chocs internes apparaît naturellement compatible avec cette interprétation. Les modèles de reconnexion magnétique pourraient l'être à condition d'un certain ajustement entre les paramètres du modèle, pour l'instant mal justifié. Le modèle photosphérique est quant à lui incompatible avec cette explication et implique que la transition entre la phase *prompte* et la rémanence soit une signature d'un comportement générique du moteur central à la fin de l'éjection relativiste.

En ce qui concerne la rémanence, j'ai poursuivi le développement du modèle du « choc en retour » proposé par Genet et al. (2007a) et Uhm & Beloborodov (2007) suite aux découvertes inattendues de *Swift*. J'ai débuté une étude comparative entre ce modèle alternatif et le modèle du choc avant, pour tester leur capacité à reproduire la diversité phénoménologique observée :

- Cas de sursauts singuliers : j'ai développé une étude détaillée de deux sursauts particuliers. Tout d'abord GRB 050421 (section 10.1, **Pub. VI**, **Pub. VII**), un sursaut long pour lequel aucune rémanence n'a pu être détectée jusqu'à un seuil très bas par rapport au flux de l'émission *prompte*. Puis GRB 080503 (section 10.3), un sursaut court dont la rémanence précoce est également restée indétectable, mais pour lequel un « rallumage » tardif a pu être observé, en X et en optique, environ 1 jour après l'émission *prompte*. Dans les deux cas il est possible de reproduire ce comportement inhabituel aussi bien dans le cadre standard du modèle du choc avant, que dans celui du choc en retour. Je montre cependant que les conditions nécessaires sont moins extrêmes pour le choc en retour et en meilleur accord avec notre connaissance de la population des sursauts, en particulier le type d'environnement attendu au voisinage du progéniteur.
- Comportements génériques : une partie de mes travaux ont porté sur la forme canonique de la courbe de lumière X (sections 9.1) et les écarts, par rapport à celle-ci, parfois observés (section 9.2). J'ai également débuté une étude des différents comportements chromatiques observés (entre les domaines X et optique), en particulier pendant la transition entre les phases *prompte* et rémanente (section 9.4). En particulier je montre qu'en raison d'une grande sensibilité à la structure interne du jet, le modèle du choc en retour a une meilleure capacité à reproduire une grande diversité de comportements sans pour autant impliquer des variations trop extrêmes des paramètres du modèle.
- Enfin j'ai entamé l'exploration d'une proposition originale (thèse de F. Genet, 2007) pour expliquer les *flares* détectés dans la rémanence par XRT (chapitre 11). Dans le cadre du modèle du choc en retour, ceux-ci pourraient être la signature de la propagation du choc en retour dans un jet dont la structure a été préalablement affecté par la propagation des chocs internes. Il s'agit d'une idée novatrice qui permet notamment d'établir un lien entre les phases *prompte* et rémanente.

Ces deux dernières études ne sont pas encore achevées. Je compte m'y consacrer dans les mois à venir. Le séjour post-doctoral que je vais entamer en octobre à *Columbia University* me donnera un cadre propice pour cela, puisque le groupe d'Andrei Beloborodov et notre groupe à l'IAP collaborent déjà depuis quelques années sur le développement de ce modèle du choc en retour pour la rémanence.

Au-delà des résultats présentés dans ce manuscrit de thèse, j'ai récemment abordé d'autres aspects que je compte développer dans le futur :

- A la suite de l'étude sur l'opacité $\gamma\gamma$, je m'intéresse au rôle que l'émission des paires de leptons secondaires produites par annihilation pourrait jouer dans l'apparition d'une composante *prompte* supplémentaire détectée en X et qui semble corrélée à l'émission de haute énergie.
- Dans la continuité de mes travaux sur la rémanence, de nombreux développements sont envisageables. A court terme, je souhaite calculer la contribution à haute énergie provenant du choc en retour, afin de déterminer s'il peut expliquer l'émission prolongée de haute énergie détectée par *Fermi*-LAT.
- A la frontière entre plusieurs aspects développés dans cette thèse, je souhaite m'intéresser à la transition entre l'émission *prompte* et la rémanence, dans des domaines autres que les rayons X pour lesquels des observations deviennent disponibles, notamment en optique ou à haute énergie. Il s'agit de comparer l'émission de haute latitude de la fin de la phase *prompte* et l'émergence de la rémanence, en particulier dans le modèle du choc en retour.
- Enfin j'ai commencé récemment à aborder l'étude des sursauts gamma en tant que population. En modélisant l'évolution cosmique du taux de sursauts, et en se plaçant dans le cadre du modèle des chocs internes, on peut déterminer sous quelles conditions il est possible de reproduire les différentes distributions d'observables, en particulier les corrélations entre l'énergie de pic du spectre intégré E_p et l'énergie totale rayonnée en gamma $E_{\gamma,iso}$ (Amati et al. 2002) ou la luminosité de pic $L_{p,iso}$ d'un sursaut (Yonetoku et al. 2004). J'explore notamment dans quelle mesure des effets de sélection peuvent affecter les distributions observées, question centrale si l'on souhaite « standardiser » les sursauts (Ghirlanda et al. 2006) pour contraindre les modèles cosmologiques (par rapport aux supernovae de type Ia, les sursauts ont pour avantage d'être détectables de bien plus loin, au moins jusqu'à un *redshift* $z \simeq 8 - 9$).

Dans le contexte instrumental actuel pour l'observation des sursauts gamma, les satellites *Swift* et *Fermi* continuent d'apporter quotidiennement de nouvelles données, qui permettent notamment d'améliorer la statistique des échantillons d'observables, et parfois de mettre en évidence des comportements singuliers. Des méthodes d'analyse fine des données de *Fermi* sont toujours en cours de développement et permettront certainement d'augmenter la qualité de l'information qu'on peut en extraire (par exemple une meilleure caractérisation du niveau et/ou de la forme de l'atténuation du spectre de haute énergie de certains sursauts). A encore plus haute énergie la future génération de télescopes Cerenkov atmosphérique, en particulier *CTA* (taux de détection attendu de l'ordre de 1 par an, Bouvier et al. 2011), pourraient permettre d'étudier un domaine encore inexploré (les limites supérieures actuelles restant peu contraignantes).

Dans l'avenir proche, l'astronomie multi-messagers est très prometteuse pour l'étude des sursauts. Les limites supérieures de l'observatoire de neutrinos de haute énergie, *IceCube*, permettent d'ores et déjà d'imposer des contraintes intéressantes sur les modèles (Abbasi et al. 2012). L'amélioration de cette limite supérieure ou la détection d'un signal, dans les années à venir, permettra d'affiner cette contrainte. Les observatoires d'ondes gravitationnelles *Virgo* et *LIGO* deviendront opérationnels dans leur version avancée à l'horizon 2015-2016. Leur chance de détecter un signal d'ondes gravitationnelles en coïncidence avec un sursaut est faible mais non négligeable sur plusieurs années (de l'ordre de 1 par an, Coward et al. 2012), en supposant que les sursauts courts sont issus de la coalescence d'une binaire compacte.

Ces différents projets reposent sur le fait de disposer d'un détecteur de sursauts gamma opérationnel. Rappelons que pour optimiser la recherche de signaux non photoniques, et pouvoir mieux les interpréter, il est grandement souhaitable d'avoir en permanence un satellite gamma grand champ en orbite, pouvant jouer le rôle de sentinelle (actuellement, ce rôle est principalement tenu par *Swift* et *Fermi*). La recherche en coïncidence spatiale et temporelle d'un signal de neutrinos (Abbasi et al. 2012) ou d'ondes gravitationnelles (Abadie et al. 2012a) permet notamment d'augmenter la sensibilité de ces observatoires. Pour le suivi multi-longueurs d'onde, la situation est encore plus critique. Il faut

absolument disposer d'un satellite tel que *Swift* pour localiser rapidement et précisément les sursauts de manière à assurer la détection de la rémanence.

Plusieurs missions sont à l'étude ou en préparation, telles que *SVOM* (*Space-based multi-band astronomical Variable Objects Monitor*), dont la France est partie prenante. *SVOM*, en plus de prendre la relève en tant que sentinelle pour d'autres observatoires, pourraient permettre d'améliorer encore notre connaissance phénoménologique des sursauts. Un premier grand enjeu est notamment d'obtenir un ensemble de données le plus complet possible avec la meilleure résolution possible (observations précoces à plusieurs longueurs d'ondes, IR, optique, X, gamma mou, gamma de haute énergie) pour un même sursaut. Il est également très intéressant d'optimiser les instruments et les stratégies de suivi dans le but de détecter une plus grande fraction de sursauts à haut *redshift* ($z > 5$). Les sursauts pourraient même nous permettre de sonder l'époque de réionisation et nous renseigner sur la première génération d'étoiles formées dans l'Univers.

Quel que soit le paysage instrumental qui se dessinera au cours des années à venir, l'expertise et les outils scientifiques que j'ai développés au cours de ces trois ans, sont bien adaptés pour interpréter de futures données sursaut gamma. A moyen terme je souhaite étendre mes domaines de recherche vers d'autres aspects de la physique des sursauts, ou plus généralement des objets compacts. Plusieurs pistes sont envisageables :

- Physique du moteur central : je souhaiterais clarifier de manière systématique les contraintes (magnétisation, pollution baryonique, durée d'activité) issues des différents modèles d'émission *prompte* et de rémanence et les confronter aux différents modèles de moteur central (trou noir accrétant ou magnétar) et de lancement du jet.
- Chocs internes dans le contexte des noyaux actifs de galaxies (AGN) : les chocs internes sont souvent invoqués pour interpréter la variabilité temporelle et l'évolution spectrale des blazars (Ghisellini 1999; Böttcher & Dermer 2010; Mimica & Aloy 2012). Il devrait être possible d'adapter les outils présentés dans ce manuscrit, à la modélisation détaillée de ce scénario.
- Les sursauts comme sources de messagers non photoniques : les sursauts gamma sont des sources attendues de rayons cosmiques (peut-être même à ultra-haute énergie), de neutrinos de haute énergie et d'ondes gravitationnelles. Une meilleure compréhension de la physique des sursauts, à laquelle mes travaux contribuent, devient cruciale pour pouvoir interpréter avec justesse les actuelles/futures limites/détections.

Les perspectives instrumentales et les développements théoriques en cours témoignent d'un âge d'or pour l'étude des sursauts. L'astronomie multi-messagers est sur le point d'ouvrir une nouvelle ère. Les livraisons d'*astro-ph* apportent quotidiennement de nouveaux articles portant sur le sujet. La variété des problèmes abordés dans cette thèse témoignent de la richesse et de la complexité des questions scientifiques soulevées. Les sursauts gamma sont des objets passionnants, pour leur physique extrême, mais également comme sondes de l'Univers jeune ou laboratoires permettant de tester les lois fondamentales de la physique. La couverture temporelle et spectrale a aujourd'hui atteint un niveau sans précédent, depuis le domaine radio jusqu'au domaine gamma de haute énergie, grâce aux missions *Swift* et *Fermi*. Les données ainsi récoltées n'ont probablement pas encore livré tous leurs secrets, et celles à venir nous réserveront très certainement de nouvelles surprises !

Bibliographie

- Abadie, J., Abbott, B. P., Abbott, R., et al. 2012a, arXiv/1205.2216
- Abadie, J., Abbott, B. P., Abbott, R., et al. 2010a, *Classical and Quantum Gravity*, 27, 173001
- Abadie, J., Abbott, B. P., Abbott, R., et al. 2010b, *ApJ* , 715, 1453
- Abadie, J., Abbott, B. P., Abbott, T. D., et al. 2012b, arXiv/1201.4413
- Abbasi, R., Abdou, Y., Abu-Zayyad, T., et al. 2012, *Nat.*, 484, 351
- Abbott, B., Abbott, R., Adhikari, R., et al. 2008, *ApJ* , 681, 1419
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009a, *ApJ* , 706, L138
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009b, *Nat.*, 462, 331
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011, *ApJ* , 734, L27
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Arimoto, M., et al. 2009c, *Science*, 323, 1688
- Achterberg, A., Gallant, Y. A., Kirk, J. G., & Guthmann, A. W. 2001, *MNRAS* , 328, 393
- Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K., et al. 2011, *ApJ* , 729, 114
- Ackermann, M., Asano, K., Atwood, W. B., et al. 2010, *ApJ* , 716, 1178
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres DeAlmeida, U., et al. 2009, *ApJ* , 690, 1068
- Akerlof, C., Balsano, R., Barthelmy, S., et al. 1999, *Nat.*, 398, 400
- Aleksić, J., Anderhub, H., Antonelli, L. A., et al. 2010, *A&A* , 517, A5
- Aloy, M. A., Janka, H.-T., & Müller, E. 2005, *A&A* , 436, 273
- Amati, L. 2006, *MNRAS* , 372, 233
- Amati, L., Frontera, F., Tavani, M., et al. 2002, *A&A* , 390, 81
- Aoi, J., Murase, K., Takahashi, K., Ioka, K., & Nagataki, S. 2010, *ApJ* , 722, 440
- Arnaud, K. A. 1996, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 101, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes, 17
- Asano, K., Guiriec, S., & Mészáros, P. 2009, *ApJ* , 705, L191
- Asano, K., Inoue, S., & Mészáros, P. 2010, *ApJ* , 725, L121
- Asano, K. & Mészáros, P. 2011, *ApJ* , 739, 103
- Atteia, J.-L. 2003, *A&A* , 407, L1
- Ballard, K. R. & Heavens, A. F. 1992, *MNRAS* , 259, 89
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *ApJ* , 413, 281
- Baring, M. G. & Harding, A. K. 1997, *ApJ* , 491, 663
- Barkov, M. V. & Pozanenko, A. S. 2011, *MNRAS* , 417, 2161
- Barniol Duran, R. & Kumar, P. 2009, *MNRAS* , 395, 955
- Barraud, C., Daigne, F., Mochkovitch, R., & Atteia, J. L. 2005, *A&A* , 440, 809
- Barraud, C., Olive, J.-F., Lestrade, J. P., et al. 2003, *A&A* , 400, 1021
- Barthelmy, S. D., Chincarini, G., Burrows, D. N., et al. 2005, *Nat.*, 438, 994
- Bednarz, J. & Ostrowski, M. 1998, *Physical Review Letters*, 80, 3911
- Begelman, M. C. & Kirk, J. G. 1990, *ApJ* , 353, 66
- Begelman, M. C. & Li, Z.-Y. 1994, *ApJ* , 426, 269

- Belczynski, K., Perna, R., Bulik, T., et al. 2006, *ApJ* , 648, 1110
- Beloborodov, A. M. 2002, *ApJ* , 565, 808
- Beloborodov, A. M. 2005, *ApJ* , 627, 346
- Beloborodov, A. M. 2010, *MNRAS* , 407, 1033
- Beloborodov, A. M. 2011, *ApJ* , 737, 68
- Beloborodov, A. M., Daigne, F., Mochkovitch, R., & Uhm, Z. L. 2011, *MNRAS* , 410, 2422
- Beloborodov, A. M., Stern, B. E., & Svensson, R. 2000, *ApJ* , 535, 158
- Beniamini, P., Guetta, D., Nakar, E., & Piran, T. 2011, *MNRAS* , 416, 3089
- Berger, E. 2007, *ApJ* , 670, 1254
- Berger, E. 2009, *ApJ* , 690, 231
- Berger, E., Price, P. A., Cenko, S. B., et al. 2005, *Nat.*, 438, 988
- Beskin, G., Karpov, S., Bondar, S., et al. 2010, *ApJ* , 719, L10
- Beskin, V. S. & Nokhrina, E. E. 2006, *MNRAS* , 367, 375
- Blake, C. H., Bloom, J. S., Starr, D. L., et al. 2005, *Nat.*, 435, 181
- Blandford, R. D. & McKee, C. F. 1976, *Physics of Fluids*, 19, 1130
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS* , 199, 883
- Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, *MNRAS* , 179, 433
- Bloom, J. S., Frail, D. A., & Kulkarni, S. R. 2003, *ApJ* , 594, 674
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., & Djorgovski, S. G. 2002, *AJ*, 123, 1111
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., et al. 1999, *Nat.*, 401, 453
- Bloom, J. S. & Prochaska, J. X. 2006, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 836, *Gamma-Ray Bursts in the Swift Era*, ed. S. S. Holt, N. Gehrels, & J. A. Nousek, 473–482
- Böttcher, M. & Dermer, C. D. 2010, *ApJ* , 711, 445
- Bouvier, A., Gilmore, R., Connaughton, V., et al. 2011, *arXiv/1109.5680*
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Labbe, I., et al. 2011, *Nat.*, 469, 504
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2010, *ApJ* , 709, L133
- Bošnjak, Ž., Daigne, F., & Dubus, G. 2009, *A&A* , 498, 677
- Brainerd, J. J. & Lamb, D. Q. 1987, *ApJ* , 313, 231
- Bregeon, J. et al. 2012, in "Gamma-Ray Bursts 2012", Munich, May 7-11, 2012, eds. A. Rau and J. Greiner, *PoS(GRB 2012)[020]*
- Bret, A. 2009, *ApJ* , 699, 990
- Briggs, M. S. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 190, *Gamma-Ray Bursts : The First Three Minutes*, ed. J. Poutanen & R. Svensson, 133
- Briggs, M. S., Band, D. L., Kippen, R. M., et al. 1999, *ApJ* , 524, 82
- Bromberg, O., Nakar, E., Piran, T., & Sari, R. 2011, *ApJ* , 740, 100
- Bromberg, O., Nakar, E., Piran, T., & Sari, R. 2012, *ApJ* , 749, 110
- Burlon, D., Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Greiner, J., & Celotti, A. 2009, *A&A* , 505, 569
- Burlon, D., Ghirlanda, G., Ghisellini, G., et al. 2008, *ApJ* , 685, L19
- Burrows, D. N., Grupe, D., Capalbi, M., et al. 2006, *ApJ* , 653, 468
- Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., et al. 2005, *Space Science Reviews*, 120, 165
- Butler, N. R. & Kocevski, D. 2007, *ApJ* , 663, 407
- Campana, S., Thöne, C. C., de Ugarte Postigo, A., et al. 2010, *MNRAS* , 402, 2429
- Chen, W.-X. & Beloborodov, A. M. 2007, *ApJ* , 657, 383

- Chevalier, R. A. & Li, Z.-Y. 1999, *ApJ* , 520, L29
- Chincarini, G., Moretti, A., Romano, P., et al. 2007, *ApJ* , 671, 1903
- Christensen, L., Hjorth, J., & Gorosabel, J. 2004, *A&A* , 425, 913
- Church, R. P., Levan, A. J., Davies, M. B., & Tanvir, N. 2011, *MNRAS* , 413, 2004
- Cline, T. L. & Desai, U. D. 1975, *ApJ* , 196, L43
- Cline, T. L., Desai, U. D., Klebesadel, R. W., & Strong, I. B. 1973, *ApJ* , 185, L1
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, *Nat.*, 387, 783
- Courvoisier, T. J.-L., Walter, R., Beckmann, V., et al. 2003, *A&A* , 411, L53
- Covino, S., Malesani, D., Israel, G. L., et al. 2006, *A&A* , 447, L5
- Coward, D., Howell, E., Piran, T., et al. 2012, *arXiv/1202.2179*
- Crowther, P. A. 2007, *Annu. Rev. of Astron. & Astrophys.*, 45, 177
- Cucchiara, A., Levan, A. J., Fox, D. B., et al. 2011, *ApJ* , 736, 7
- Dai, X., Halpern, J. P., Morgan, N. D., et al. 2007, *ApJ* , 658, 509
- Daigne, F., Bošnjak, Ž., & Dubus, G. 2011, *A&A* , 526, A110
- Daigne, F. & Drenkhahn, G. 2002, *A&A* , 381, 1066
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 1998, *MNRAS* , 296, 275
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2000, *A&A* , 358, 1157
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2002a, *A&A* , 388, 189
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2002b, *MNRAS* , 336, 1271
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2003, *MNRAS* , 342, 587
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2007, *A&A* , 465, 1
- Daigne, F., Rossi, E. M., & Mochkovitch, R. 2006, *MNRAS* , 372, 1034
- De Pasquale, M., Schady, P., Kuin, N. P. M., et al. 2010, *ApJ* , 709, L146
- Derishev, E. V., Kocharovsky, V. V., & Kocharovsky, V. V. 2001, *A&A* , 372, 1071
- Dermer, C. D. & Mitman, K. E. 1999, *ApJ* , 513, L5
- Devillard, N. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 238, *Astronomical Data Analysis Software and Systems X*, ed. F. R. Harnden Jr., F. A. Primini, & H. E. Payne, 525
- Di Cocco, G., Caroli, E., Celesti, E., et al. 2003, *A&A* , 411, L189
- Drenkhahn, G. 2002, *A&A* , 387, 714
- Drenkhahn, G. & Spruit, H. C. 2002, *A&A* , 391, 1141
- Eldridge, J. J., Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2006, *MNRAS* , 367, 186
- Evans, P. A., Beardmore, A. P., Page, K. L., et al. 2007, *A&A* , 469, 379
- Evans, P. A., Willingale, R., Osborne, J. P., et al. 2010, *A&A* , 519, A102
- Falcone, A. D., Burrows, D. N., Lazzati, D., et al. 2006, *ApJ* , 641, 1010
- Falcone, A. D., Morris, D., Racusin, J., et al. 2007, *ApJ* , 671, 1921
- Fan, Y. Z., Zhang, B., & Wei, D. M. 2005, *ApJ* , 628, L25
- Fan, Y.-Z., Zhang, B., & Wei, D.-M. 2009, *Phys. Rev. D* , 79, 021301
- Fenimore, E. E. & Ramirez-Ruiz, E. 1999, *arXiv/9909299*
- Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., Chen, H.-W., Levine, B., & Yahata, N. 2002, *MNRAS* , 330, 889
- Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., & Yahil, A. 1999, *ApJ* , 513, 34
- Foley, S., Bhat, P. N., Gruber, D., et al. 2011, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1358, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. J. E. McEnery, J. L. Racusin, & N. Gehrels, 183–186

Fong, W.-f., Berger, E., Margutti, R., et al. 2012, arXiv/1204.5475

Fontana, A., Salimbeni, S., Grazian, A., et al. 2006, *A&A* , 459, 745

Fox, D. B., Frail, D. A., Price, P. A., et al. 2005, *Nat.*, 437, 845

Fox, D. W. 2002, GRB Coordinates Network, 1564, 1

Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Nicastro, L., Feroci, M., & Taylor, G. B. 1997, *Nat.*, 389, 261

Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Sari, R., et al. 2001, *ApJ* , 562, L55

Fruchter, A. S., Levan, A. J., Strolger, L., et al. 2006, *Nat.*, 441, 463

Fynbo, J. P. U., Gorosabel, J., Smette, A., et al. 2005, *ApJ* , 633, 317

Gal-Yam, A., Ofek, E. O., Poznanski, D., et al. 2006, *ApJ* , 639, 331

Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., van Paradijs, J., et al. 1998, *Nat.*, 395, 670

Gao, W.-H. & Fan, Y.-Z. 2006, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 6, 513

Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., et al. 2004, *ApJ* , 611, 1005

Gehrels, N., Norris, J. P., Barthelmy, S. D., et al. 2006, *Nat.*, 444, 1044

Gehrels, N., Ramirez-Ruiz, E., & Fox, D. B. 2009, *Annu. Rev. of Astron. & Astrophys.*, 47, 567

Gehrels, N., Sarazin, C. L., O'Brien, P. T., et al. 2005, *Nat.*, 437, 851

Gendre, B., Atteia, J. L., Boër, M., et al. 2012, *ApJ* , 748, 59

Gendre, B., Klotz, A., Palazzi, E., et al. 2010, *MNRAS* , 405, 2372

Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2006, *A&A* , 457, 737

Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2007a, *MNRAS* , 381, 732

Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2007b, *A&A* , 471, 1

Genet, F. & Granot, J. 2009, *MNRAS* , 399, 1328

Ghirlanda, G., Celotti, A., & Ghisellini, G. 2003, *A&A* , 406, 879

Ghirlanda, G., Ghisellini, G., & Firmani, C. 2006, *New Journal of Physics*, 8, 123

Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Lazzati, D., & Firmani, C. 2004, *ApJ* , 613, L13

Ghisellini, G. 1999, *Astronomische Nachrichten*, 320, 232

Ghisellini, G., Celotti, A., & Lazzati, D. 2000, *MNRAS* , 313, L1

Ghisellini, G., Ghirlanda, G., Nava, L., & Celotti, A. 2010, *MNRAS* , 403, 926

Giannios, D. 2008, *A&A* , 480, 305

Giannios, D. & Spitkovsky, A. 2009, *MNRAS* , 400, 330

Giannios, D. & Spruit, H. C. 2005, *A&A* , 430, 1

Giannios, D. & Spruit, H. C. 2006, *A&A* , 450, 887

Gilman, D., Metzger, A. E., Parker, R. H., Evans, L. G., & Trombka, J. I. 1980, *ApJ* , 236, 951

Godet, O., Page, K. L., Osborne, J. P., et al. 2006, *A&A* , 452, 819

Golenetskii, S., Aptekar, R., Mazets, E., et al. 2008, GRB Coordinates Network, 7482, 1

Gorbovskoy, E. S., Lipunova, G. V., Lipunov, V. M., et al. 2012, *MNRAS* , 421, 1874

Götz, D., Covino, S., Hascoët, R., et al. 2011, *MNRAS* , 413, 2173

Götz, D., Laurent, P., Lebrun, F., Daigne, F., & Bošnjak, Ž. 2009, *ApJ* , 695, L208

Gotz, D., Mereghetti, S., Shaw, S., Beck, M., & Borkowski, J. 2004, *GCN*, 2866

Granot, J. 2005, *ApJ* , 631, 1022

Granot, J. 2007, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, Vol. 27, 140–165

Granot, J. 2012, *MNRAS* , 421, 2467

Granot, J., Cohen-Tanugi, J., & do Couto e Silva, E. 2008, *ApJ* , 677, 92

- Granot, J., for the Fermi LAT Collaboration, & the GBM Collaboration. 2010, ArXiv e-prints
- Granot, J., Komissarov, S. S., & Spitkovsky, A. 2011, MNRAS , 411, 1323
- Granot, J. & Loeb, A. 2003, ApJ , 593, L81
- Granot, J., Panaitescu, A., Kumar, P., & Woosley, S. E. 2002, ApJ , 570, L61
- Grindlay, J., Portegies Zwart, S., & McMillan, S. 2006, Nature Physics, 2, 116
- Grupe, D., Burrows, D. N., Patel, S. K., et al. 2006, ApJ , 653, 462
- Grupe, D., Gronwall, C., Wang, X.-Y., et al. 2007, ApJ , 662, 443
- Gruzinov, A. & Waxman, E. 1999, ApJ , 511, 852
- Guetta, D. & Della Valle, M. 2007, ApJ , 657, L73
- Guetta, D. & Piran, T. 2006, A&A , 453, 823
- Guidorzi, C., Kobayashi, S., Perley, D. A., et al. 2011, MNRAS , 417, 2124
- Guidorzi, C., Margutti, R., Amati, L., et al. 2012, MNRAS , 422, 1785
- Guiriec, S., Briggs, M. S., Connaughton, V., et al. 2010, ApJ , 725, 225
- Guiriec, S., Connaughton, V., Briggs, M. S., et al. 2011, ApJ , 727, L33
- Gupta, N. & Zhang, B. 2008, MNRAS , 384, L11
- Güver, T. & Özel, F. 2009, MNRAS , 400, 2050
- Harrison, F. A., Bloom, J. S., Frail, D. A., et al. 1999, ApJ , 523, L121
- Hascoët, R., Daigne, F., Mochkovitch, R., & Vennin, V. 2012, MNRAS , 2225
- Hill, J. E., Burrows, D. N., Nousek, J. A., et al. 2004, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. K. A. Flanagan & O. H. W. Siegmund, Vol. 5165, 217–231
- Hjorth, J., Sollerman, J., Møller, P., et al. 2003, Nat., 423, 847
- Hjorth, J., Watson, D., Fynbo, J. P. U., et al. 2005, Nat., 437, 859
- Hobbs, G., Lorimer, D. R., Lyne, A. G., & Kramer, M. 2005, MNRAS , 360, 974
- Hopkins, A. M. & Beacom, J. F. 2006, ApJ , 651, 142
- Hulse, R. A. & Taylor, J. H. 1975, ApJ , 195, L51
- Hümmer, S., Baerwald, P., & Winter, W. 2012, Physical Review Letters, 108, 231101
- Inoue, T., Asano, K., & Ioka, K. 2011, ApJ , 734, 77
- Jakobsson, P., Levan, A., Fynbo, J. P. U., et al. 2006, A&A , 447, 897
- Jaroschek, C. H. & Hoshino, M. 2009, Physical Review Letters, 103, 075002
- Jones, F. C. 1968, Physical Review, 167, 1159
- Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, A&A , 440, 775
- Kalemci, E., Boggs, S. E., Kouveliotou, C., Finger, M., & Baring, M. G. 2007, ApJS, 169, 75
- Kalogera, V., Kim, C., Lorimer, D. R., et al. 2004, ApJ , 601, L179
- Kaneko, Y., Preece, R. D., Briggs, M. S., et al. 2006, ApJS, 166, 298
- Keshet, U. & Waxman, E. 2005, Physical Review Letters, 94, 111102
- Kirk, J. G., Guthmann, A. W., Gallant, Y. A., & Achterberg, A. 2000, ApJ , 542, 235
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, ApJ , 182, L85
- Klotz, A., Gendre, B., Atteia, J. L., et al. 2009, ApJ , 697, L18
- Klotz, A., Gendre, B., Stratta, G., et al. 2006, A&A , 451, L39
- Kobayashi, S. & Mészáros, P. 2003, ApJ , 589, 861
- Kobayashi, S., Piran, T., & Sari, R. 1997, ApJ , 490, 92
- Komissarov, S. S., Barkov, M. V., Vlahakis, N., & Königl, A. 2007, MNRAS , 380, 51

- Komissarov, S. S., Vlahakis, N., & Königl, A. 2010, MNRAS , 407, 17
- Komissarov, S. S., Vlahakis, N., Königl, A., & Barkov, M. V. 2009, MNRAS , 394, 1182
- Koshut, T. M., Kouveliotou, C., Paciesas, W. S., et al. 1995, ApJ , 452, 145
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, ApJ , 413, L101
- Kowal, G., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2012, Physical Review Letters, 108, 241102
- Kumar, P. & Barniol Duran, R. 2010, MNRAS , 409, 226
- Kumar, P., McMahon, E., Panaitescu, A., et al. 2007, MNRAS , 376, L57
- Kumar, P. & Panaitescu, A. 2000, ApJ , 541, L51
- Kumar, P. & Panaitescu, A. 2008, MNRAS , 391, L19
- Lamb, D. Q. & Reichart, D. E. 2000, ApJ , 536, 1
- Lazar, A., Nakar, E., & Piran, T. 2009, ApJ , 695, L10
- Lazarian, A. & Vishniac, E. T. 1999, ApJ , 517, 700
- Lazzati, D. 2005, MNRAS , 357, 722
- Lazzati, D. & Begelman, M. C. 2006, ApJ , 641, 972
- Lazzati, D., Morsony, B. J., & Begelman, M. C. 2009, ApJ , 700, L47
- Le Floc'h, E., Charmandaris, V., Forrest, W. J., et al. 2006, ApJ , 642, 636
- Lebrun, F., Leray, J. P., Lavocat, P., et al. 2003, A&A , 411, L141
- Lee, H. K., Wijers, R. A. M. J., & Brown, G. E. 2000, Physics Reports, 325, 83
- Lemoine, M. & Pelletier, G. 2003, ApJ , 589, L73
- Lemoine, M. & Pelletier, G. 2011, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 12, 234
- Lemoine, M., Pelletier, G., & Revenu, B. 2006, ApJ , 645, L129
- Levinson, A., Ofek, E. O., Waxman, E., & Gal-Yam, A. 2002, ApJ , 576, 923
- Li, L., Liang, E.-W., Tang, Q.-W., et al. 2012, arXiv/1203.2332
- Li, L.-X. & Paczyński, B. 1998, ApJ , 507, L59
- Li, Z. 2010, ApJ , 709, 525
- Li, Z. & Song, L. M. 2004, ApJ , 614, L17
- Li, Z. & Waxman, E. 2008, ApJ , 674, L65
- Li, Z.-Y., Chiueh, T., & Begelman, M. C. 1992, ApJ , 394, 459
- Liang, E. W., Zhang, B., O'Brien, P. T., et al. 2006, ApJ , 646, 351
- Liang, E.-W., Zhang, B.-B., & Zhang, B. 2007, ApJ , 670, 565
- Lithwick, Y. & Sari, R. 2001, ApJ , 555, 540
- Littlejohns, O. M., Willingale, R., O'Brien, P. T., et al. 2012, MNRAS , 2512
- Loureiro, N. F., Schekochihin, A. A., & Cowley, S. C. 2007, Physics of Plasmas, 14, 100703
- Lyons, N., O'Brien, P. T., Zhang, B., et al. 2010, MNRAS , 402, 705
- Lyubarsky, Y. E. 2005, MNRAS , 358, 113
- Lyutikov, M. 2006, MNRAS , 369, L5
- Lyutikov, M. 2012, arXiv/1202.6026
- Lyutikov, M. & Blandford, R. 2003, arXiv/0312347
- MacFadyen, A. I. & Woosley, S. E. 1999, ApJ , 524, 262
- Mangano, V., La Parola, V., Troja, E., et al. 2006, Nuovo Cimento B Serie, 121, 1297
- Mao, J., Guidorzi, C., Ukwatta, T., et al. 2008, GCN Report, 138, 1
- Margutti, R., Bernardini, G., Barniol Duran, R., et al. 2011, MNRAS , 410, 1064

- Margutti, R., Stamatikos, M., Landsman, W., et al. 2010, GCN Report, 282, 1
- Mazets, E. P., Golenetskii, S. V., Ilinskii, V. N., et al. 1981, *Astrophysics and Space Science*, 80, 3
- McBreen, S., Hanlon, L., McGlynn, S., et al. 2006, *A&A* , 455, 433
- McGlynn, S., Clark, D. J., Dean, A. J., et al. 2007, *A&A* , 466, 895
- McGlynn, S. et al. 2012, in "Gamma-Ray Bursts 2012", Munich, May 7-11, 2012, eds. A. Rau and J. Greiner, PoS(GRB 2012)[012]
- McKinney, J. C. & Uzdensky, D. A. 2012, *MNRAS* , 419, 573
- McLure, R. J., Dunlop, J. S., Cirasuolo, M., et al. 2010, *MNRAS* , 403, 960
- Medvedev, M. V. 2000, *ApJ* , 540, 704
- Medvedev, M. V. 2006, *ApJ* , 651, L9
- Medvedev, M. V. & Loeb, A. 1999, *ApJ* , 526, 697
- Mereghetti, S., Götz, D., Borkowski, J., Walter, R., & Pedersen, H. 2003, *A&A* , 411, L291
- Mészáros, P. 2012, ArXiv e-prints
- Meszáros, P. & Rees, M. J. 1997, *ApJ* , 476, 232
- Mészáros, P. & Rees, M. J. 1999, *MNRAS* , 306, L39
- Mészáros, P. & Rees, M. J. 2000, *ApJ* , 530, 292
- Mészáros, P. & Rees, M. J. 2010, *ApJ* , 715, 967
- Metzger, A. E., Parker, R. H., Gilman, D., Peterson, L. E., & Trombka, J. I. 1974, *ApJ* , 194, L19
- Metzger, B. D., Giannios, D., Thompson, T. A., Bucciantini, N., & Quataert, E. 2011, *MNRAS* , 413, 2031
- Metzger, B. D., Quataert, E., & Thompson, T. A. 2008, *MNRAS* , 385, 1455
- Mimica, P. & Aloy, M. A. 2010, *MNRAS* , 401, 525
- Mimica, P. & Aloy, M. A. 2012, *MNRAS* , 421, 2635
- Mochkovitch, R., Hernanz, M., Isern, J., & Martin, X. 1993, *Nat.*, 361, 236
- Molinari, E., Vergani, S. D., Malesani, D., et al. 2007, *A&A* , 469, L13
- Murakami, T., Inoue, H., Nishimura, J., van Paradijs, J., & Fenimore, E. E. 1991, *Nat.*, 350, 592
- Nakar, E. 2007, *Physics Reports*, 442, 166
- Nakar, E., Ando, S., & Sari, R. 2009, *ApJ* , 703, 675
- Nakar, E., Gal-Yam, A., & Fox, D. B. 2006, *ApJ* , 650, 281
- Nakar, E. & Granot, J. 2007, *MNRAS* , 380, 1744
- Nakar, E. & Piran, T. 2011, *Nat.*, 478, 82
- Narayan, R. & Kumar, P. 2009, *MNRAS* , 394, L117
- Narayan, R., Kumar, P., & Tchekhovskoy, A. 2011, *MNRAS* , 416, 2193
- Narayan, R., Paczynski, B., & Piran, T. 1992, *ApJ* , 395, L83
- Nardini, M., Greiner, J., Krühler, T., et al. 2011, *A&A* , 531, A39
- Nardini, M. et al. 2012, in "Gamma-Ray Bursts 2012", Munich, May 7-11, 2012, eds. A. Rau and J. Greiner, PoS(GRB 2012)[104]
- Nava, L., Ghirlanda, G., Ghisellini, G., & Celotti, A. 2011, *MNRAS* , 415, 3153
- Niemiec, J. & Ostrowski, M. 2006, *ApJ* , 641, 984
- Nomoto, K. & Kondo, Y. 1991, *ApJ* , 367, L19
- Norris, J. P. & Bonnell, J. T. 2006, *ApJ* , 643, 266
- Nousek, J. A., Kouveliotou, C., Grupe, D., et al. 2006, *ApJ* , 642, 389
- Nymark, T., Axelsson, M., Lundman, C., et al. 2011, arXiv/1111.0308

- O'Brien, P. T., Willingale, R., Osborne, J., et al. 2006, *ApJ* , 647, 1213
- O'Shaughnessy, R., Belczynski, K., & Kalogera, V. 2008, *ApJ* , 675, 566
- Paciesas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N., et al. 1999, *ApJS*, 122, 465
- Paczynski, B. 1995, *PASP*, 107, 1167
- Pagani, C., Barthelmy, S. D., Burrows, D. N., et al. 2006, *GRB Coordinates Network*, 4957, 1
- Page, K. L., Starling, R. L. C., Fitzpatrick, G., et al. 2011, *MNRAS* , 416, 2078
- Panaiteanu, A. & Kumar, P. 2000, *ApJ* , 543, 66
- Panaiteanu, A. & Kumar, P. 2001a, *ApJ* , 560, L49
- Panaiteanu, A. & Kumar, P. 2001b, *ApJ* , 554, 667
- Panaiteanu, A. & Kumar, P. 2002, *ApJ* , 571, 779
- Panaiteanu, A., Mészáros, P., Burrows, D., et al. 2006, *MNRAS* , 369, 2059
- Parker, E. N. 1957, *Journal of Geophysical Research*, 62, 509
- Pe'er, A. 2008, *ApJ* , 682, 463
- Pélangon, A., Atteia, J.-L., Lamb, D. Q., & HETE-2 Science Team. 2006, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 836, *Gamma-Ray Bursts in the Swift Era*, ed. S. S. Holt, N. Gehrels, & J. A. Nousek, 149–152
- Pelassa, V. 2010, Thèse de doctorat soutenue le 13 décembre 2010 à l'université Montpellier II
- Perley, D. A., Metzger, B. D., Granot, J., et al. 2009, *ApJ* , 696, 1871
- Petschek, H. E. 1964, *NASA Special Publication*, 50, 425
- Piran, T. 1999, *Physics Reports*, 314, 575
- Piran, T. 2000, *Physics Reports*, 333, 529
- Piran, T. & Nakar, E. 2010, *ApJ* , 718, L63
- Piran, T., Sari, R., & Zou, Y.-C. 2009, *MNRAS* , 393, 1107
- Piran, T., Shemi, A., & Narayan, R. 1993, *MNRAS* , 263, 861
- Piron, F. et al. 2012, in "Gamma-Ray Bursts 2012", Munich, May 7-11, 2012, eds. A. Rau and J. Greiner, *PoS(GRB 2012)[004]*
- Popham, R., Woosley, S. E., & Fryer, C. 1999, *ApJ* , 518, 356
- Porciani, C. & Madau, P. 2001, *ApJ* , 548, 522
- Preece, R. D., Briggs, M. S., Mallozzi, R. S., et al. 1998, *ApJ* , 506, L23
- Preece, R. D., Briggs, M. S., Mallozzi, R. S., et al. 2000, *ApJS*, 126, 19
- Price, P. A., Kulkarni, S. R., Berger, E., et al. 2003, *ApJ* , 589, 838
- Qin, Y.-P. 2008, *ApJ* , 683, 900
- Qin, Y.-P., Xie, G.-Z., Xue, S.-J., et al. 2000, *PASJ*, 52, 759
- Racusin, J. L., Karpov, S. V., Sokolowski, M., et al. 2008, *Nat.*, 455, 183
- Racusin, J. L., Oates, S. R., Schady, P., et al. 2011, *ApJ* , 738, 138
- Ramirez-Ruiz, E. & Fenimore, E. E. 2000, *ApJ* , 539, 712
- Ramirez-Ruiz, E., MacFadyen, A. I., & Lazzati, D. 2002, *MNRAS* , 331, 197
- Razzaque, S., Dermer, C. D., & Finke, J. D. 2010, *The Open Astronomy Journal*, 3, 150
- Rees, M. J. 1966, *Nat.*, 211, 468
- Rees, M. J. & Meszaros, P. 1994, *ApJ* , 430, L93
- Rees, M. J. & Meszaros, P. 1998, *ApJ* , 496, L1
- Rees, M. J. & Mészáros, P. 2005, *ApJ* , 628, 847
- Reichart, D. E., Lamb, D. Q., Fenimore, E. E., et al. 2001, *ApJ* , 552, 57

- Rezzolla, L., Giacomazzo, B., Baiotti, L., et al. 2011, *ApJ* , 732, L6
- Rhoads, J. E. 1997, *ApJ* , 487, L1
- Roming, P. W. A., Kennedy, T. E., Mason, K. O., et al. 2005, *Space Science Reviews*, 120, 95
- Rossi, E. M., Beloborodov, A. M., & Rees, M. J. 2006, *MNRAS* , 369, 1797
- Rosswog, S. 2007, *MNRAS* , 376, L48
- Rosswog, S., Liebendörfer, M., Thielemann, F.-K., et al. 1999, *A&A* , 341, 499
- Rosswog, S. & Ramirez-Ruiz, E. 2002, *MNRAS* , 336, L7
- Rowlinson, A., O'Brien, P. T., Tanvir, N. R., et al. 2010, *MNRAS* , 409, 531
- Ruffert, M. & Janka, H.-T. 1999, *A&A* , 344, 573
- Rybicki, G. & Lightman, A. 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* (Wiley-Interscience)
- Ryde, F. 2004, *ApJ* , 614, 827
- Ryde, F. 2005, *ApJ* , 625, L95
- Ryde, F., Axelsson, M., Zhang, B. B., et al. 2010, *ApJ* , 709, L172
- Ryde, F. & Pe'er, A. 2009, *ApJ* , 702, 1211
- Ryde, F. et al. 2012, in "Gamma-Ray Bursts 2012", Munich, May 7-11, 2012, eds. A. Rau and J. Greiner, *PoS(GRB 2012)*[011]
- Rykoff, E. S., Aharonian, F., Akerlof, C. W., et al. 2009, *ApJ* , 702, 489
- Rykoff, E. S., Yost, S. A., Krimm, H. A., et al. 2005, *ApJ* , 631, L121
- Sakamoto, T. & Gehrels, N. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, ed. C. Meegan, C. Kouveliotou, & N. Gehrels, Vol. 1133, 112–114
- Sakamoto, T., Lamb, D. Q., Kawai, N., et al. 2005, *ApJ* , 629, 311
- Sari, R. & Esin, A. A. 2001, *ApJ* , 548, 787
- Sari, R. & Mészáros, P. 2000, *ApJ* , 535, L33
- Sari, R. & Piran, T. 1995, *ApJ* , 455, L143
- Sari, R. & Piran, T. 1997, *ApJ* , 485, 270
- Sari, R. & Piran, T. 1999a, *ApJ* , 517, L109
- Sari, R. & Piran, T. 1999b, *ApJ* , 520, 641
- Sari, R., Piran, T., & Halpern, J. P. 1999, *ApJ* , 519, L17
- Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, *ApJ* , 497, L17+
- Savaglio, S. 2006, *New Journal of Physics*, 8, 195
- Savaglio, S., Glazebrook, K., & Le Borgne, D. 2009, *ApJ* , 691, 182
- Schady, P., de Pasquale, M., Page, M. J., et al. 2007, *MNRAS* , 380, 1041
- Schiminovich, D., Ilbert, O., Arnouts, S., et al. 2005, *ApJ* , 619, L47
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ* , 500, 525
- Shapiro, S. L. & Teukolsky, S. A. 1983, *Radiative Processes in Astrophysics* (Wiley-Interscience)
- Shen, R.-F. & Zhang, B. 2009, *MNRAS* , 398, 1936
- Sironi, L. & Goodman, J. 2007, *ApJ* , 671, 1858
- Sironi, L. & Spitkovsky, A. 2011, *ApJ* , 726, 75
- Soderberg, A. M., Berger, E., Kasliwal, M., et al. 2006, *ApJ* , 650, 261
- Sparre, M., Sollerman, J., Fynbo, J. P. U., et al. 2011, *ApJ* , 735, L24
- Spitkovsky, A. 2008, *ApJ* , 682, L5
- Spruit, H. C., Daigne, F., & Drenkhahn, G. 2001, *A&A* , 369, 694

- Stamatikos, M., Ukwatta, T. N., Sakamoto, T., et al. 2009, in American Institute of Physics Conference Series, ed. C. Meegan, C. Kouveliotou, & N. Gehrels, Vol. 1133, 356–361
- Stanek, K. Z., Matheson, T., Garnavich, P. M., et al. 2003, *ApJ* , 591, L17
- Steidel, C. C., Erb, D. K., Shapley, A. E., et al. 2010, *ApJ* , 717, 289
- Stratta, G., D’Elia, V., Gendre, B., et al. 2012, *GCN Report*, 369, 1
- Stratta, G., Pozanenko, A., Atteia, J.-L., et al. 2009, *A&A* , 503, 783
- Sunyaev, R. 2001, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei*, ed. L. Kaper, E. P. J. V. D. Heuvel, & P. A. Woudt, 113
- Svensson, R. 1987, *MNRAS* , 227, 403
- Sweet, P. A. 1958, in *IAU Symposium*, Vol. 6, *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, ed. B. Lehnert, 123
- Tagliaferri, G., Goad, M., Chincarini, G., et al. 2005, *Nat.*, 436, 985
- Tanvir, N. R., Fox, D. B., Levan, A. J., et al. 2009, *Nat.*, 461, 1254
- Tchekhovskoy, A., Narayan, R., & McKinney, J. C. 2010, *New Astronomy*, 15, 749
- Thompson, C. 1994, *MNRAS* , 270, 480
- Thompson, C. & Madau, P. 2000, *ApJ* , 538, 105
- Toma, K., Wu, X.-F., & Mészáros, P. 2009, *ApJ* , 707, 1404
- Toma, K., Wu, X.-F., & Mészáros, P. 2011, *MNRAS* , 415, 1663
- Troja, E., D’Elia, V., Guidorzi, C., et al. 2012, *GRB Coordinates Network*, 13243, 1
- Troja, E., King, A. R., O’Brien, P. T., Lyons, N., & Cusumano, G. 2008, *MNRAS* , 385, L10
- Ubertini, P., Lebrun, F., Di Cocco, G., et al. 2003, *A&A* , 411, L131
- Uhm, Z. L. & Beloborodov, A. M. 2007, *ApJ* , 665, L93
- Usov, V. V. 1992, *Nat.*, 357, 472
- van Eerten, H. J. & MacFadyen, A. I. 2012, *ApJ* , 751, 155
- van Marle, A. J., Langer, N., & García-Segura, G. 2005, *A&A* , 444, 837
- van Paradijs, J., Groot, P. J., Galama, T., et al. 1997, *Nat.*, 386, 686
- van Putten, M. H., Levinson, A., Lee, H. K., et al. 2004, *Phys. Rev. D* , 69, 044007
- Vedrenne, G. & Atteia, J.-L. 2009, *Gamma-Ray Bursts* (Springer)
- Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., et al. 2003, *A&A* , 411, L63
- Vestrand, W. T., Wozniak, P. R., Wren, J. A., et al. 2005, *Nat.*, 435, 178
- Vestrand, W. T., Wren, J. A., Wozniak, P. R., et al. 2006, *Nat.*, 442, 172
- Vetere, L., Burrows, D. N., Gehrels, N., et al. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, ed. M. Galassi, D. Palmer, & E. Fenimore, Vol. 1000, 191–195
- Vianello, G., Götz, D., & Mereghetti, S. 2009, *A&A* , 495, 1005
- Vianello, G., Omodei, N., Vasileiou, V., et al. 2011, in *AAS/High Energy Astrophysics Division*, Vol. 12, 01.05
- Villasenor, J. S., Lamb, D. Q., Ricker, G. R., et al. 2005, *Nat.*, 437, 855
- Virgili, F. J., Zhang, B., O’Brien, P., & Troja, E. 2011, *ApJ* , 727, 109
- Vlahakis, N. & Königl, A. 2003, *ApJ* , 596, 1080
- von Kienlin, A., Beckmann, V., Rau, A., et al. 2003, *A&A* , 411, L299
- Vurm, I., Beloborodov, A. M., & Poutanen, J. 2011, *ApJ* , 738, 77
- Wanderman, D. & Piran, T. 2010, *MNRAS* , 406, 1944
- Wang, X.-Y., Li, Z., Dai, Z.-G., & Mészáros, P. 2009, *ApJ* , 698, L98

- Wang, X.-Y. & Mészáros, P. 2007, *ApJ* , 670, 1247
- Waxman, E. 1995, *Physical Review Letters*, 75, 386
- Waxman, E. & Bahcall, J. 1997, *Physical Review Letters*, 78, 2292
- Waxman, E. & Mészáros, P. 2003, *ApJ* , 584, 390
- Wijers, R. A. M. J., Bloom, J. S., Bagla, J. S., & Natarajan, P. 1998, *MNRAS* , 294, L13
- Wijers, R. A. M. J., Rees, M. J., & Meszaros, P. 1997, *MNRAS* , 288, L51
- Willingale, R., Genet, F., Granot, J., & O'Brien, P. T. 2010, *MNRAS* , 403, 1296
- Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., Di Cocco, G., et al. 2003, *A&A* , 411, L1
- Woosley, S. E. & Bloom, J. S. 2006, *Annu. Rev. of Astron. & Astrophys.*, 44, 507
- Woosley, S. E. & Heger, A. 2006, *ApJ* , 637, 914
- Woosley, S. E., Langer, N., & Weaver, T. A. 1993, *ApJ* , 411, 823
- Woźniak, P. R., Vestrand, W. T., Panaitescu, A. D., et al. 2009, *ApJ* , 691, 495
- Xiao, L. & Schaefer, B. E. 2011, *ApJ* , 731, 103
- Yamada, M., Kulsrud, R., & Ji, H. 2010, *Reviews of Modern Physics*, 82, 603
- Yamazaki, R., Toma, K., Ioka, K., & Nakamura, T. 2006, *MNRAS* , 369, 311
- Yonetoku, D., Murakami, T., Nakamura, T., et al. 2004, *ApJ* , 609, 935
- Yoon, S.-C., Podsiadlowski, P., & Rosswog, S. 2007, *MNRAS* , 380, 933
- Yost, S. A., Aharonian, F., Akerlof, C. W., et al. 2007a, *ApJ* , 669, 1107
- Yost, S. A., Swan, H. F., Rykoff, E. S., et al. 2007b, *ApJ* , 657, 925
- Yu, Y. W., Wang, X. Y., & Dai, Z. G. 2009, *ApJ* , 692, 1662
- Zalamea, I. & Beloborodov, A. M. 2011, *MNRAS* , 410, 2302
- Zdziarski, A. A. & Lamb, D. Q. 1986, *ApJ* , 309, L79
- Zeh, A., Klose, S., & Kann, D. A. 2006, *ApJ* , 637, 889
- Zhang, B. 2006, *Nat.*, 444, 1010
- Zhang, B., Kobayashi, S., & Mészáros, P. 2003, *ApJ* , 595, 950
- Zhang, B., Liang, E., Page, K. L., et al. 2007a, *ApJ* , 655, 989
- Zhang, B. & Pe'er, A. 2009, *ApJ* , 700, L65
- Zhang, B. & Yan, H. 2011, *ApJ* , 726, 90
- Zhang, B.-B., Liang, E.-W., & Zhang, B. 2007b, *ApJ* , 666, 1002
- Zhang, B.-B., Zhang, B., Liang, E.-W., et al. 2011, *ApJ* , 730, 141
- Zhang, W. & MacFadyen, A. 2009, *ApJ* , 698, 1261
- Zhao, X.-H., Li, Z., & Bai, J.-M. 2011, *ApJ* , 726, 89
- Zheng, W., Shen, R. F., Sakamoto, T., et al. 2012, *ApJ* , 751, 90
- Zheng, Z., Lu, Y., & Zhao, Y.-H. 2006, *ApJ* , 646, L25
- Zou, Y.-C., Fan, Y.-Z., & Piran, T. 2009a, *MNRAS* , 396, 1163
- Zou, Y.-C., Fan, Y.-Z., & Piran, T. 2011, *ApJ* , 726, L2
- Zou, Y.-C., Piran, T., & Sari, R. 2009b, *ApJ* , 692, L92
- Zrake, J. & MacFadyen, A. I. 2012, *ApJ* , 744, 32

Annexes

A. Rayon photosphérique d'un écoulement relativiste

Considérons une couche homogène de matière, d'épaisseur Δ , de masse $M \simeq \dot{M}\Delta/c$, en expansion radiale avec un facteur de Lorentz $\Gamma \gg 1$. Par transformée de Lorentz, on trouve qu'un déplacement dr dans le référentiel fixe correspond *pour des photons* à un déplacement $dr' \simeq dr/2\Gamma$ dans le référentiel comobile avec la matière. L'opacité Thomson vue par un photon qui se propage radialement au sein de la couche relativiste peut donc s'exprimer de la manière suivante

$$\tau(R) \simeq \int_R^{R+2\Gamma^2\Delta} \sigma_T n_e(r) \frac{dr}{2\Gamma}, \quad (\text{A.1})$$

où R est le rayon d'entrée du photon dans la couche et $R + 2\Gamma^2\Delta$ le rayon de sortie. La densité électronique dans le référentiel en comouvement vaut

$$n_e(r) = \frac{Y_e \dot{M}/m_p}{4\pi r^2 c \Gamma}, \quad (\text{A.2})$$

où Y_e représente le nombre d'électrons par nucléon. L'équation A.1 s'intègre alors directement :

$$\tau(R) \simeq \frac{Y_e \sigma_T \dot{M} (\Delta/c)}{4\pi m_p R (R + 2\Gamma^2\Delta)}. \quad (\text{A.3})$$

Le rayon photosphérique R_{ph} , défini par $\tau(R_{\text{ph}}) = 1$, fait donc intervenir la résolution d'une équation du second degré, avec deux cas limites :

$$\begin{aligned} R_{\text{ph}} &\simeq \frac{Y_e \sigma_T \dot{M}}{8\pi m_p c \Gamma^2} && \text{si } \Delta/c \gg \frac{Y_e \sigma_T \dot{M}}{4\pi m_p c^2 \Gamma^4} \\ &\simeq \left(\frac{Y_e \sigma_T \dot{M} (\Delta/c)}{4\pi m_p} \right)^{1/2} && \text{si } \Delta/c \ll \frac{Y_e \sigma_T \dot{M}}{4\pi m_p c^2 \Gamma^4} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Pour des paramètres typiques rencontrés dans les sursauts gamma, on se trouve généralement dans le premier cas, soit, sous forme normalisée (en utilisant la relation $\dot{E}_{\text{kin}} \simeq \Gamma \dot{M} c^2$) :

$$R_{\text{ph}} \simeq 5.9 \times 10^{12} Y_e \left(\frac{\dot{E}_{\text{kin}}}{10^{52} \text{ erg s}^{-1}} \right) \left(\frac{\Gamma}{100} \right)^{-3} \text{ cm} \quad (\text{A.5})$$

Notons que la puissance cinétique \dot{E}_{kin} varie selon le modèle considéré et la luminosité du sursaut que l'on souhaite modéliser. Dans le cadre du modèle des chocs internes (processus peu efficace) \dot{E}_{kin} peut atteindre $\gtrsim 10^{54} \text{ erg s}^{-1}$ pour les sursauts les plus brillants (tels GRB 080916C). Pour un écoulement relativiste variable, la formule A.5 reste valide si l'échelle caractéristique de variabilité de l'écoulement vérifie

$$t_{\text{var}} \gtrsim \frac{Y_e \sigma_T \dot{M}}{4\pi m_p c^2 \Gamma^4} \simeq 3.9 \times 10^{-2} Y_e \left(\frac{\dot{E}_{\text{kin}}}{10^{52} \text{ erg s}^{-1}} \right) \left(\frac{\Gamma}{100} \right)^{-5} \text{ s}. \quad (\text{A.6})$$

Dans un cas contraire, il faut calculer le rayon photosphérique de manière numérique, pour prendre en compte le fait qu'un photon traverse des couches élémentaires successives avec des propriétés physiques (principalement \dot{M} et Γ) différentes, lors de la transition vers le régime de transparence (cette méthode de résolution numérique est présentée dans [Daigne & Mochkovitch 2002b](#)).

B. Rayon de décélération par le milieu extérieur

Décélération d'un éjecta de masse M_0 ayant un facteur de Lorentz moyen Γ_0 .

Soit un éjecta de masse M_0 , avec un facteur de Lorentz initial moyen Γ_0 . On appelle M_{ext} la masse de milieu extérieur au repos balayée par l'éjecta lorsqu'il a atteint le rayon R . Il se forme un choc ultra-relativiste (choc externe) qui balaie le milieu extérieur. En première approximation, la structure résultante (éjecta et milieu extérieur choqués, séparés par une surface de discontinuité) se déplace avec un facteur de Lorentz Γ . Derrière le choc externe, le milieu extérieur choqué a une énergie interne de l'ordre de $\Gamma M_{\text{ext}} c^2$ et le bilan énergétique peut s'écrire approximativement de la manière suivante :

$$(\Gamma_0 M_0 + M_{\text{ext}}) c^2 \simeq (\Gamma M_0 + \Gamma^2 M_{\text{ext}}) c^2 \iff 1 + \frac{M_{\text{ext}}}{\Gamma_0 M_0} \simeq \frac{\Gamma}{\Gamma_0} + \left(\frac{\Gamma}{\Gamma_0} \right)^2 \frac{M_{\text{ext}} \Gamma_0}{M_0} . \quad (\text{B.7})$$

La masse $M_c = M_0 / \Gamma_0$ apparaît naturellement comme une masse caractéristique de freinage. Pour une masse balayée $M_{\text{ext}} = M_c$, la résolution de l'équation B.7 indique que l'éjecta relativiste est ralenti d'un facteur $\Gamma / \Gamma_0 \simeq \frac{\sqrt{5}-1}{2} \simeq 0.6$. Pour $M_{\text{ext}} \gg M_c$ la décélération suit un régime asymptotique correspondant à la solution de [Blandford & McKee \(1976\)](#) :

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{M_{\text{ext}}}{M_c} \right)^{-1/2} . \quad (\text{B.8})$$

Pour un milieu extérieur uniforme ceci correspond à $\Gamma \propto R^{-3/2}$ et pour un milieu de type vent stellaire ($\rho_{\text{ext}} \propto R^{-2}$) le freinage suit $\Gamma \propto R^{-1/2}$. Notons que ce régime est valide tant que $M_{\text{ext}} \ll \Gamma_0 M_0$. Au delà on rejoint le régime classique ($\Gamma \simeq 1$) de Sedov-Taylor qui suit $v \propto M_{\text{ext}}^{-1/2}$.

Rayon de décélération

Le rayon de décélération R_{dec} est défini comme le rayon pour lequel l'éjecta a balayé la masse caractéristique $M_c = M_0 / \Gamma_0$ qui a été introduite ci-dessus. Comme l'énergie cinétique initiale de l'éjecta vaut $E_{\text{kin},0} = \Gamma_0 M_0 c^2$, on obtient $M_c = E_{\text{kin},0} / \Gamma_0^2 c^2$. En considérant un milieu extérieur avec un profil de densité $\rho_{\text{ext}}(R) = \frac{A}{R^s}$, le rayon de décélération R_{dec} est obtenu par :

$$\frac{E_{\text{kin},0}}{\Gamma_0^2 c^2} = \int_0^{R_{\text{dec}}} 4\pi R^2 \rho_{\text{ext}}(R) dR$$

ce qui donne

$$R_{\text{dec}} = \left(\frac{3-s}{4\pi} \frac{E_{\text{kin},0}}{\Gamma_0^2 A c^2} \right)^{\frac{1}{3-s}} .$$

Le régime asymptotique de [Blandford & McKee \(1976\)](#) est donc atteint pour $R \gg R_{\text{dec}}$. En pratique la solution s'établit dès que R est supérieur à quelques R_{dec} .

C. Algorithme pour l'identification des ondes de choc

Nous décrivons dans cette annexe un algorithme qui, dans l'approche en « couches solides », permet d'associer les collisions discrètes entre couches à la propagation d'une onde de choc physique.

Variables. Chaque couche est notée $C(i)$, où i est l'indice d'identification. On rappelle que les couches sont ordonnées par rayons décroissants (la première couche $C(1)$ est donc celle qui a le plus grand rayon). A tout instant de la dynamique, chaque couche solide possède deux attributs (spécifiques au problème abordé ici) :

- **1st_gen** : booléen qui indique si la couche est de première génération (i.e. n'a pas encore été impliquée dans une collision, **1st_gen = vrai**) ou non (**1st_gen = faux**).
- **id_shocked_region** : entier qui permet d'identifier la région choquée représentée par la couche solide. Les régions choquées sont numérotées à partir de 1. Pour chaque couche cette variable est initialisée à -1 au début de la simulation (i.e. la couche ne représente pas une région choquée).

De plus on définit la variable globale :

- **n_shocked_region** : entier qui indique le nombre de régions choquées formées à un instant donné du calcul dynamique. Cette variable est initialisée à 0 au début de la simulation.

Chaque collision est notée $Col(k)$, où k est l'indice d'identification (initialisé à 0). Les collisions sont ordonnées selon leur chronologie d'occurrence. Les couches peuvent entrer en collision avec une région choquée, soit par rayon supérieur (situation « choc droit », identifiée par l'entier **+id_shocked_region**), soit par rayon inférieur (situation « choc gauche », identifiée par l'entier **-id_shocked_region**). Chaque collision a comme attribut :

- **id_shock** : entier qui indique à quel choc est associée la collision.

Algorithme. L'algorithme se déroule alors de la manière suivante :

```
// instructions exécutées pour chaque nouvelle collision
tant que ( nouvelle collision )
{
// si les deux couches sont de première génération, une nouvelle région choquée est créée
si ( C(i)→1st_gen et C(i+1)→1st_gen )
{
n_shocked_region = n_shocked_region + 1
C(i)→id_shocked_region = n_shocked_region
// lorsqu'une nouvelle région choquée est formée
// la collision est arbitrairement attribuée au « choc droit »
Col(k)→id_shock = +id_shocked_region
}
// sinon, si la couche (i) est de première génération
// la collision correspond à un élément de « choc droit »
sinon si ( C(i)→1st-gen )
{
C(i)→id_shocked_region = C(i+1)→id_shocked_region
Col(k)→id_shock = +Col(k)→id_shocked_region
}
// sinon, si la couche (i+1) est de première génération
// la collision correspond à un élément de « choc gauche »
sinon si ( C(i+1)→1st-gen )
{
Col(k)→id_shock = -Col(k)→id_shocked_region
}
// sinon, aucune des deux couches n'est de première génération
// situation non gérée : la collision n'est pas attribuée à un choc
sinon
{
Col(k)→id_shock = 0
}
}
```

D. Facteur de Lorentz γ_m des électrons distribués en loi de puissance

Le processus de Fermi conduit naturellement à des distributions de particules accélérées en loi de puissance. Il est donc d'usage de paramétrer la distribution d'électrons comme

$$n(\gamma) = A(\gamma/\gamma_m)^{-p}, \quad (\text{D.9})$$

avec :

- γ_m : facteur de Lorentz minimum des électrons. En dessous de cette valeur la distribution est nulle.
- p : exposant de la loi de puissance.
- A : facteur de normalisation.

Le facteur de Lorentz γ_m et la normalisation A peuvent se déduire simplement des conditions dans la matière choquée (masse volumique ρ_* et densité spécifique d'énergie interne ϵ_*) à l'aide des paramètres de microphysique introduits au §3.3.2 : ζ est la fraction des électrons accélérés et ϵ_e la fraction de l'énergie injectée dans ces électrons. La densité d'électrons accélérés est simplement $n_e = \zeta \rho_*/m_p$ et la densité d'énergie interne $u_* = \epsilon_e \rho_* \epsilon_*$. Ces deux quantités peuvent également s'exprimer de la manière suivante :

$$n_e = \int_{\gamma_m}^{+\infty} n(\gamma) d\gamma = A \frac{\gamma_m}{p-1} \quad \text{et} \quad u_* = \int_{\gamma_m}^{+\infty} (\gamma m_e c^2) n(\gamma) d\gamma = A \frac{\gamma_m^2}{p-2} m_e c^2.$$

On obtient ainsi :

$$\gamma_m = \frac{m_p}{m_e} \frac{p-2}{p-1} \frac{\epsilon_e}{\zeta} \frac{\epsilon_*}{c^2} \quad \text{et} \quad A = (p-1) \frac{n_e}{\gamma_m}.$$

E. Energie de coupure associée à l'auto-absorption synchrotron

Soit $t'_a(E')$ l'échelle de temps caractéristique pour qu'un photon d'énergie E' soit absorbé par un électron par le processus d'auto-absorption synchrotron. Si $t'_a(E') \gg t'_{\text{ex}}$, où t'_{ex} est l'échelle de temps caractéristique pour que les photons s'échappent de la région d'émission (t'_{ex} est l'échelle de temps dynamique définie au §3.5.3), le processus d'auto-absorption est négligeable. Cela correspond à la partie haute énergie du spectre. Au contraire l'absorption est très forte à basse énergie où $t'_a(E') \ll t'_{\text{ex}}$. L'énergie caractéristique de coupure E'_a correspond donc au cas limite $t'_a(E') = t'_{\text{ex}}$.

L'expression de l'échelle de temps caractéristique t'_a est donnée par (Rybicki & Lightman 1979)

$$t'_a(E') \simeq \frac{8\pi m_e E'^2}{h^3 c} \left(\int \frac{d\gamma}{\gamma} n(\gamma) P_{E'}^{\text{syn}}(\gamma) \left[2 - \frac{d \ln \bar{n}}{d \ln \gamma} \right] \right)^{-1}, \quad (\text{E.10})$$

où $P_{E'}^{\text{syn}}(\gamma)$ est la puissance synchrotron rayonnée par un électron de facteur de Lorentz γ à l'énergie E' et $\bar{n}(\gamma)$ est la distribution des électrons relativistes moyennée sur l'échelle de temps t'_{ex} : $t'_a(E')$ dépend donc du régime radiatif des électrons.

– *Régime de fast cooling.* Si l'échelle de temps radiative est petite devant t'_{ex} , le rapport $\frac{t'_a(E')}{t'_{\text{ex}}}$ vaut

$$\frac{t'_a(E')}{t'_{\text{ex}}} \simeq \frac{1}{2} \frac{8\pi E_c^3}{n_e c^3} \begin{cases} (E'/E_c)^{\frac{5}{3}} & , E' \ll E_c \\ (E'/E_c)^3 & , E_c \ll E' \ll E'_m \\ (E'_m/E_c)^3 (E'/E'_m)^{\frac{p+5}{2}} & , E'_m \ll E' \end{cases} \quad (\text{E.11})$$

La fréquence E'_a d'auto-absorption est alors donnée par :

$$\frac{E'_a}{E_c} \simeq \begin{cases} \left(\frac{t'_a(E'_c)}{t'_{\text{ex}}} \right)^{-\frac{3}{5}} & , \frac{t'_a(E'_c)}{t'_{\text{ex}}} > 1 \\ \left(\frac{t'_a(E'_c)}{t'_{\text{ex}}} \right)^{-\frac{1}{3}} & , 1 > \frac{t'_a(E'_c)}{t'_{\text{ex}}} > \left(\frac{E'_m}{E'_c} \right)^{-3} \\ \left(\frac{E'_m}{E'_c} \right)^{\frac{p-1}{p+5}} \left(\frac{t'_a(E'_c)}{t'_{\text{ex}}} \right)^{-\frac{2}{p+5}} & , \frac{t'_a(E'_c)}{t'_{\text{ex}}} < \left(\frac{E'_m}{E'_c} \right)^{-3} \end{cases} \quad (\text{E.12})$$

– *Régime de slow cooling.* Pour une échelle de temps radiative grande devant t'_{ex} , on a cette fois

$$\frac{t'_a(E')}{t'_{\text{ex}}} \simeq \frac{3p+2}{4(p+2)} \frac{8\pi E_m^3}{n_e c^3} \frac{\Gamma'_c}{\Gamma'_m} \begin{cases} (E'/E'_m)^{\frac{5}{3}} & , E' \ll E'_m \\ (E'/E'_m)^{\frac{p+4}{2}} & , E'_m \ll E' \ll E'_c \\ (E'_c/E'_m)^{\frac{p+4}{2}} (E'/E'_c)^{\frac{p+5}{2}} & , E'_c \ll E' \end{cases} \quad (\text{E.13})$$

avec pour E'_a , l'expression suivante

$$\frac{E'_a}{E'_m} \simeq \begin{cases} \left(\frac{t'_a(E'_m)}{t'_{\text{ex}}} \right)^{-\frac{3}{5}} & , \frac{t'_a(E'_m)}{t'_{\text{ex}}} > 1 \\ \left(\frac{t'_a(E'_m)}{t'_{\text{ex}}} \right)^{-\frac{2}{p+4}} & , 1 > \frac{t'_a(E'_m)}{t'_{\text{ex}}} > \left(\frac{E'_c}{E'_m} \right)^{-\frac{p+4}{2}} \\ \left(\frac{E'_c}{E'_m} \right)^{\frac{1}{p+5}} \left(\frac{t'_a(E'_c)}{t'_{\text{ex}}} \right)^{-\frac{2}{p+5}} & , \frac{t'_a(E'_c)}{t'_{\text{ex}}} < \left(\frac{E'_c}{E'_m} \right)^{-\frac{p+4}{2}} \end{cases} \quad (\text{E.14})$$

F. Expression du flux émis par un *flash*

Cette annexe donne le détail du calcul de l'émission de haute latitude discutée au §3.6.2. On se reportera à ce paragraphe pour la définition des notations utilisées et à la figure 3.9 pour la description de la géométrie du problème.

F.1. Cas d'un *flash* sphérique

De manière générale le flux reçu par l'observateur distant ($D \gg r$) peut s'obtenir en intégrant l'émissivité j_ν (référentiel source) de la manière suivante :

$$F_\nu(t_{\text{obs}}) = \frac{1}{4\pi D^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^{+\infty} \left(4\pi j_\nu \left(r, \theta, \phi, t = t_{\text{obs}} + \cos\theta \frac{r}{c} \right) \right) r^2 \sin\theta dr d\theta d\phi \quad (\text{F.15})$$

r , θ et ϕ sont le rayon, la colatitude et l'azimut du point d'émission dans un repère sphérique dont l'origine est confondu avec la source centrale et dont l'axe polaire est la ligne de visée dirigée vers l'observateur. Le temps t est défini dans le référentiel de la source.

La fréquence et l'émissivité mesurées dans le référentiel source et dans le référentiel comobile sont reliées par les expressions :

$$\nu = \mathcal{D}\nu' \quad (\text{F.16})$$

$$j_\nu = \mathcal{D}^2 j'_{\nu'} \quad (\text{F.17})$$

tandis que les émissivités bolométriques $j_{\text{bol}} = \int j_\nu d\nu$ et $j'_{\text{bol}} = \int j'_{\nu'} d\nu'$, sont reliées par :

$$j_{\text{bol}} = \mathcal{D}^3 j'_{\text{bol}} \quad (\text{F.18})$$

où \mathcal{D} est le facteur Doppler relativiste (Eq.3.46).

A ce stade il est utile de changer l'origine des temps observateurs par $T = t_{\text{obs}} - t_{\text{obs0}}$, où t_{obs0} est le temps de réception des premiers photons du *flash* (ceux émis sur la ligne de visée). L'émissivité bolométrique (référentiel comobile) s'obtient simplement en intégrant $j'_{\nu'}$ (E.q.3.44) par rapport à ν' :

$$j'_{\text{bol}} = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{4\pi R_{\text{col}}^2} \frac{\mathcal{E}^{\text{rad}}}{\Gamma_*} \delta(r - R_{\text{col}}) \delta(t - t_{\text{col}}) \quad (\text{F.19})$$

L'intégrale triple de l'équation F.15 peut facilement être calculée dans le cas d'un *flash* sphérique, en tenant compte de la symétrie azimutale et en effectuant le changement de variable $\sin\theta d\theta = \frac{dT}{R/c}$ (changement de variable à t_{obs} fixé). Dans le cas du flux bolométrique on obtient ainsi :

$$F_{\text{bol}} = \frac{1}{4\pi D^2} \frac{1}{4} \left(\frac{\mathcal{D}}{\Gamma_*} \right)^3 \frac{\mathcal{E}^{\text{rad}}}{\Delta t_{\text{curv}}} \quad (\text{F.20})$$

où Δt_{curv} est l'échelle temporelle caractéristique du *flash* (Eq.3.45). Finalement, en utilisant l'approximation $\beta \simeq 1 - \frac{1}{2\Gamma^2}$, le facteur Doppler est relié au temps observateur T par :

$$\mathcal{D} \simeq \frac{2\Gamma_*}{1 + \frac{T}{\Delta t_{\text{curv}}}} \quad (\text{F.21})$$

ce qui nous permet d'obtenir les lois d'évolution temporelles de la fréquence caractéristique ν_p et du flux bolométrique F_{bol} du rayonnement reçu par l'observateur distant :

$$\nu_p = \frac{2\Gamma_* \nu'_p}{\left(1 + \frac{T}{\Delta t_{\text{curv}}}\right)} \quad \text{et} \quad F_{\text{bol}} = \frac{1}{4\pi D^2} \frac{2\mathcal{E}^{\text{rad}}}{\Delta t_{\text{curv}} \left(1 + \frac{T}{\Delta t_{\text{curv}}}\right)^3} \quad (\text{F.22})$$

F.2. Correction géométrique dans le cas d'un double jet conique

Considérons un double-jet conique d'angle de demi-ouverture $\Delta\theta$ (un jet isotrope correspond à $\Delta\theta = \pi/2$) et dont l'axe décalé d'un angle θ_0 par rapport à la ligne de visée de l'observateur (voir figure 3.9) A ce stade posons $\mu = \cos \theta$. En termes de colatitudes, l'intervalle couvert par le double jet correspond à :

$$\begin{cases} \mu_{\min} \leq \mu \leq \mu_{\max} & \text{pour le jet} \\ -\mu_{\min} \leq \mu \leq -\mu_{\max} & \text{pour le contre-jet} \end{cases} \quad (\text{F.23})$$

avec

$$\begin{aligned} \mu_{\min} &= 0 && \text{dans le cas isotrope} \\ &= \cos(\Delta\theta + \theta_0) && \text{dans un cas général} \end{aligned} \quad (\text{F.24})$$

et

$$\begin{aligned} \mu_{\max} &= 1 && \text{dans le cas isotrope} \\ &= \begin{cases} 1 & \text{si } \theta_0 \leq \Delta\theta \text{ (ligne de visée à l'intérieur du jet)} \\ \cos(\Delta\theta + \theta_0) & \text{si } \theta_0 > \Delta\theta \text{ (ligne de visée à l'extérieur du jet)} \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{F.25})$$

L'intervalle d'azimut $\Delta\phi$ couvert par le jet, pour une colatitude donnée, est donné par

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\phi}{2\pi}(\mu) &= 1 && \text{dans le cas isotrope} \\ &= \begin{cases} 1 & \text{si } \mu_{\text{mid}} \leq \mu \leq \mu_{\max} = 1 \\ \Phi(\mu) & \text{si } \mu_{\min} \leq \mu \leq \mu_{\text{mid}} \\ 0 & \text{si } 0 \leq \mu \leq \mu_{\min} \end{cases} && \text{si } \theta_0 \leq \Delta\theta \\ &= \begin{cases} \Phi(\mu) & \text{si } \mu_{\min} \leq \mu \leq \mu_{\max} \\ 0 & \text{si } 0 \leq \mu \leq \mu_{\min} \end{cases} && \text{si } \theta_0 > \Delta\theta \end{aligned} \quad (\text{F.26})$$

où μ_{mid} est défini de la manière suivante :

$$\mu_{\text{mid}} = \cos(\Delta\theta - \theta_0) \quad (\text{F.27})$$

Φ est une fonction qui a pour expression :

$$\Phi(\mu) = \frac{1}{\pi} \arccos \left(\frac{\cos \Delta\theta - \mu \cos \theta_0}{\sin \theta_0 \sqrt{1 - \mu^2}} \right) \quad (\text{F.28})$$

Le cas du contre-jet s'obtient par simple symétrie $\Delta\phi(\mu) = \Delta\phi(-\mu)$.

Pour prendre en compte la correction géométrique dans le cas d'un *flash*, il suffit ensuite d'appliquer le facteur $\frac{\Delta\phi}{2\pi}(\mu)$ au flux calculé dans un cas isotrope (annexe F.1).

Résumé :

Les sursauts gamma sont de brefs ($\simeq 10$ ms–100 s) *flashes* de photons gamma (keV–MeV), très intenses et très variables. Ils sont suivis d’une émission rémanente, détectée des rayons X à l’optique et aux ondes radio, qui décroît rapidement pour s’éteindre en quelques jours ou semaines. Leur luminosité extrême permet de les détecter jusqu’aux distances cosmologiques (au moins jusqu’à un décalage vers le rouge de 9). Ils sont associés à des jets ultra-relativistes éjectés par une source compacte nouvellement formée. Le sursaut est émis par des processus internes au jet et la rémanence est due au freinage par le milieu environnant. Le satellite *Swift*, lancé en 2004, a fait progresser notre connaissance de la phase rémanente (en particulier précoce), tandis que le satellite *Fermi*, lancé en 2008, a ouvert une nouvelle fenêtre spectrale à haute énergie (au dessus de 100 MeV). Mes travaux s’inscrivent dans le contexte de ces avancées observationnelles, dont certaines remettent en cause le « modèle standard » des sursauts gamma établi au cours des années 90. J’ai développé les outils numériques nécessaires pour modéliser de manière cohérente l’ensemble des phases d’émission du jet relativiste depuis sa photosphère jusqu’à sa décélération. A l’aide de ces outils j’ai obtenu plusieurs résultats qui contribuent à une meilleure compréhension de la physique des sursauts.

Concernant le sursaut proprement dit, j’ai développé une approche nouvelle pour calculer précisément l’opacité vue par un photon de haute énergie se propageant dans un jet ultra-relativiste. Ceci m’a permis d’obtenir des contraintes importantes sur les conditions physiques dans le jet à partir des résultats de *Fermi* (facteur de Lorentz en particulier). Je me suis également attaché à identifier des signatures observationnelles permettant de discriminer entre différents modèles d’émission : signatures spectrales (émission optique et gamma de haute énergie, composante thermique) et temporelles (transition avec la rémanence).

En ce qui concerne la rémanence, j’ai poursuivi le développement d’un modèle alternatif – le modèle du « choc en retour » – récemment proposé pour expliquer la complexité phénoménologique révélée par *Swift*. Portant sur les propriétés génériques de la rémanence, mais également sur quelques sursauts singuliers, mes travaux montrent que ce modèle du choc en retour explique plus naturellement que le modèle standard la diversité des comportements observés.

Mots clés : sursaut gamma – processus radiatifs : non thermique, thermique, synchrotron – transfert radiatif – jets relativistes – ondes de choc – reconnexion magnétique.

Abstract :

Gamma-Ray Bursts (GRBs) are short flashes ($\simeq 10$ ms–100 s) of gamma-rays (keV–MeV). These very bright and variable events are followed by an afterglow detected from the X-ray to the optical and radio domains, which decays rapidly and vanishes in a few days/weeks. Their extreme luminosity make them detectable up to cosmological distances (at least to a redshift of 9). They are produced by relativistic jets launched by a newborn compact object. The gamma-ray emission is attributed to internal mechanisms occurring within the jet and the afterglow to the deceleration by the circumburst medium. The *Swift* satellite launched in 2004 has improved our knowledge of the afterglow (especially the early phase), while the *Fermi* satellite launched in 2008 has opened a new spectral window at high energy (above 100 MeV). My research work is in line with these recent observational breakthroughs which challenge the « standard » GRB model that was established in the 90s. I have developed numerical tools that are well adapted to model in a consistent way the different emission phases experienced by the relativistic jet, from the photosphere to the deceleration. Using these tools, I have obtained several results that contribute to a better understanding of GRB physics.

Regarding the GRB itself, I developed a new approach to compute precisely the opacity seen by a high-energy photon that propagates within a ultra-relativistic jet. By comparing predictions to *Fermi* observations, I obtain critical constraints on the physical conditions in the relativistic jet (especially the Lorentz factor). I have also tried to identify observational signatures that could help to discriminate between different emission models : spectral (optical and high energy emission, thermal component) and temporal (transition to the afterglow) signatures.

Regarding the afterglow, I have carried on the development of an alternative model – the ‘reverse shock’ model – recently proposed to explain the phenomenological complexity revealed by *Swift*. My theoretical developments focus on generic properties, but also on peculiar cases and tend to show that the reverse shock model explains more naturally than the standard model the diversity of observed behaviors.

Keywords : gamma-ray burst – radiative processes : non thermal, thermal, synchrotron – radiative transfer – relativistic jets – shock waves – magnetic reconnection